



Universidade Nova de Lisboa
Faculdade de Ciências e Tecnologia
Departamento de Física



Estudo Comparativo de Três Câmaras de Ionização para Medição Directa do Equivalente de Dose Individual, a 10 mm de Profundidade, $H_p(10)$

Hugo Miguel Martins Ferreira da Silva

Dissertação apresentada na Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade Nova de
Lisboa para obtenção do grau de Mestre em Engenharia Biomédica

Orientador: Doutor Carlos Oliveira

Investigador Principal

Instituto Tecnológico e Nuclear

Co – Orientador: Mestre João Cardoso

Instituto Tecnológico e Nuclear

Mestrado em Engenharia Biomédica

2009

Agradecimentos

Dedico esta tese ao meu pai, onde quer que estejas, serás sempre motivo de orgulho e inspiração para mim.

Os meus mais profundos agradecimentos,

À minha mãe e à minha namorada, Cátia, pelo apoio incondicional e por estarem sempre do meu lado nos bons e maus momentos.

Ao Doutor Carlos Oliveira e ao João Cardoso, pelos ensinamentos teóricos e experimentais sem os quais não seria possível concluir esta tese. Uma palavra de apreço para o Luís Santos, André Castro e José Corisco, que apesar de não orientarem directamente esta tese mostraram-se sempre disponíveis para ajudar em qualquer ocasião.

À minha família, nomeadamente o meu irmão Francisco, por acompanharem o stress de todos os dias.

Aos meus amigos que fizeram comigo tese no ITN, por estarem presentes no concluir deste curso.

Aos meus amigos da faculdade, sendo que um abraço especial vai para o Samuel, companheiro de estudo durante grande parte do curso.

A todos os meus amigos de sempre, com especial destaque para o Fred, por ouvir os meus desabafos e estar disponível para participar numa partida de futebol ou ténis.

A todas as pessoas que convivem comigo no dia-a-dia e ao Zé do Beto, amigo de todos os dias.

À D. Helena, pela sua ajuda, compreensão e carinho neste período difícil.

A todas as pessoas cujo nome não se encontra referido nesta página mas que estão sempre presentes na minha vida, o meu mais profundo agradecimento.

Lisboa, 2009

Resumo

Uma câmara de ionização, que mede a grandeza equivalente de dose individual, $H_p(10)$, é utilizada como padrão secundário em laboratórios de metrologia.

O objectivo deste trabalho consistiu no estudo comparativo de três câmaras de ionização, uma já existente no Laboratório de Metrologia das Radiações Ionizantes (LMRI - ITN) e duas construídas para o efeito. A sua resposta em carga eléctrica foi investigada em função da energia de radiação e ângulo de incidência, utilizando para o efeito as qualidades de radiação de raios-X da série espectral estreita, descritas na Norma Internacional ISO 4037-1, as radiações de ^{137}Cs e ^{60}Co e para os ângulos de incidência de 0° , 45° , 60° e 75° .

Posteriormente, fez-se o projecto de uma câmara de ionização com o objectivo de uma optimização relativamente às dimensões exteriores, dependência energética e angular. Para isto, foi estudada a influência das dimensões e materiais dos vários constituintes da câmara na energia depositada no volume sensível da câmara, através de simulação por Monte Carlo, relacionando os resultados de simulação com os resultados experimentais.

Palavras – chave: Radiações Ionizantes; Protecção Radiológica; Câmara de ionização; Equivalente de dose individual; Códigos de Monte Carlo; MCNPX.

Abstract

An ionization chamber, which measures the quantity personal dose equivalent $H_p(10)$, is used as a secondary standard in metrology laboratories.

The purpose of this project was the comparative study of three ionization chambers, one previously existent in the Metrology Laboratory of Ionizing Radiation (LMRI - ITN) and other two constructed for this purpose. Its response in electric charge was investigated in function of the radiation energy and incidence angle, using the X-ray radiation qualities of the narrow spectral series, described in the international standard ISO 4037 – 1, the radiations of ^{137}Cs and ^{60}Co and the incidence angle of 0° , 45° , 60° e 75° .

After that, it was made a project of an ionization chamber with the purpose of an optimization relatively to its external dimensions, energetic and angular dependence. For this, was studied the influence of the dimensions and materials of the several constituents of the chamber in its energy deposited in the active volume and the relation between simulation and experimental results.

Key words: Ionization radiation; Radiological protection; Ionization chamber, Personal dose equivalent; Monte Carlo codes, MCNPX.

Simbologia e Notações

A	número de massa
k	constante de Boltzmann
T	temperatura
$d\sigma_R$	secção eficaz diferencial
$d\Omega$	ângulo sólido
r_e	raio clássico do electrão
h	constante de Planck
c	velocidade da luz
ν	frequência
m	massa em repouso
$F(q, Z)$	factor de forma atómica
E_b	energia de ligação
α	constante de estrutura fina
E_c	energia cinética
μ	coeficiente de atenuação linear
ICRP	<i>International Commission on Radiological Protection</i>
ICRU	<i>International Commission for Radiation Units</i>
ISO	<i>International Organization for Standardization</i>
IEC	<i>International Electrotechnical Commission</i>
ITN	Instituto Tecnológico e Nuclear
LMRI	Laboratório de Metrologia das Radiações Ionizantes
kerma	<i>kinetic energy released in material</i>
K_c	kerma de colisão
K_r	kerma radiativo
ε	energia depositada
D	dose absorvida
H_T	dose equivalente
E	dose efectiva
$H^*(d)$	equivalente de dose ambiente
$H'(d, \Omega)$	equivalente de dose direcciona
$H_p(d)$	equivalente de dose individual
$H_p(10)$	equivalente de dose individual, a 10 mm de profundidade
$H_p(10; R, \alpha)$	equivalente de dose individual, a 10 mm de profundidade, para uma dada qualidade de radiação R e ângulo de incidência α
K_a	valor convencionado verdadeiro de kerma no ar
N_H	coeficiente de calibração para N-60 e 0°
$k(R, \alpha)$	factor de correcção para a qualidade de radiação R e ângulo de incidência α
$h_p(10; R, \alpha)$	coeficiente de conversão de k_a para $H_p(10; R, \alpha)$ para uma dada qualidade de radiação R e ângulo de incidência α
Q	carga eléctrica medida pela câmara de ionização

HVL	<u>H</u> alf- <u>V</u> alue <u>L</u> ayer
w_R	factor de ponderação da radiação
w_T	factor de ponderação para o tecido T
RBE	eficácia biológica relativa
H	equivalente de dose
Q	factor de qualidade da radiação
MCNPX	<i>Monte Carlo Neutron Photon Transport Code</i>
λ	livre percurso médio
PMMA	<i>poly(methyl methacrylate)</i>
N-30	Qualidade de radiação da série espectral estreita de raios-X com um potencial de 30 kV
N-40	Qualidade de radiação da série espectral estreita de raios-X com um potencial de 40 kV
N-60	Qualidade de radiação da série espectral estreita de raios-X com um potencial de 60 kV
N-80	Qualidade de radiação da série espectral estreita de raios-X com um potencial de 80 kV
N-100	Qualidade de radiação da série espectral estreita de raios-X com um potencial de 100 kV
N-120	Qualidade de radiação da série espectral estreita de raios-X com um potencial de 120 kV
S-Cs	Fonte radioactiva de ^{137}Cs
S-Co	Fonte radioactiva de ^{60}Co

Índice de Matérias

Resumo.....	iv
Abstract	v
Simbologia e Notações.....	vi
Índice de Figuras	xi
Índice de Quadros	xiv
Introdução	1
Capítulo II – Interacção da Radiação com a Matéria.....	3
II.1 Introdução.....	3
II.2 Mecanismos de interacção dos fotões	3
II.2.1 Coeficientes de atenuação (linear, mássico, atómico e electrónico).....	6
II.2.2 Interacção da radiação com os substitutos de tecido.....	7
II.3 Interacção dos electrões com a matéria	8
II.3.1 Introdução	8
II.3.2 Mecanismos de perda de energia pelos electrões.....	9
II.3.3 Alcance dos electrões.....	10
Capítulo III – Dosimetria	12
III.1 Introdução.....	12
III.2 Efeitos de saúde.....	12
III.3 Grandezas dosimétricas em protecção radiológica	14
III.3.1 Grandezas básicas	15
III.3.2 Grandezas da Protecção Radiológica.....	17
III.3.3 Grandezas Operacionais.....	19
III.4 Coeficientes de Interacção.....	21
III.5 Princípios da protecção radiológica	23
III.6 Limites de dose.....	24
Capítulo IV – Equipamento Experimental.....	26
IV.1 Introdução.....	26
IV.2 Vantagens da utilização de uma câmara de ionização	26
IV.3 Funcionamento de uma câmara de ionização.....	27
IV.4 Determinação do valor convencionado verdadeiro $H_p(10)$ utilizando a câmara de ionização.....	28
IV.5 Descrição da câmara de ionização $H_p(10)_0$	29

IV.6	Caracterização dos feixes de radiação	31
IV.6.1	HVL's das qualidades de radiação da série narrow	31
IV.6.2	Dosimetria das qualidades de radiação da série narrow	32
IV.6.3	Sistema de irradiação de raios-X	33
Capítulo V	Métodos de Monte Carlo	34
V.1	Introdução	34
V.2	Transporte de fótons e electrões	35
V.3	Técnicas da história condensada	38
V.4	Técnicas de redução de variância	38
V.5	MCNPX	39
V.5.1	Transporte de energia	39
V.5.2	Geometria	40
V.5.3	Materiais	40
V.5.4	Física	40
V.5.5	Tallies	40
V.6	Cálculo da energia depositada utilizando o código MCNPX	41
V.7	Simulação da câmara de ionização	43
Capítulo VI	Estudo da Influência dos Vários Componentes da Câmara de Ionização na Energia Depositada por Simulação de Monte Carlo	44
VI.1	Introdução	44
VI.2	Utilização do tally F_6 para calcular a energia depositada	44
VI.3	Estudo das dimensões da câmara de ionização	46
VI.4	Influência da placa frontal de PMMA na energia depositada	50
VI.5	Influência da placa de alumínio na energia depositada	51
VI.6	Influência do raio do volume sensível na energia depositada	53
VI.7	Influência do raio do eléctrodo de guarda na energia depositada	54
VI.8	Influência dos cilindros frontais na energia depositada	54
VI.9	Influência de uma placa de cobre na energia depositada	56
VI.10	Estudo da influência da variação do raio do volume sensível na presença de uma placa de cobre com 0,1 mm de espessura	57
Capítulo VII	Resultados Experimentais	59
VII.1	Introdução	59
VII.2	Dimensões das câmaras $H_p(10)_1$ e $H_p(10)_2$	59
VII.3	Construção da câmara de ionização	61
VII.3.1	Placas de PMMA e módulo de retrodispersão	61

VII.3.2	Contactos eléctricos	62
VII.3.3	Construção dos eléctrodos de grafite	62
VII.4	Estudo da resposta das câmaras $H_p(10)_1$ e $H_p(10)_2$	63
VII.4.1	Determinação do potencial eléctrico a aplicar à câmara de ionização.....	64
VII.4.2	Estudo da reprodutibilidade das câmaras de ionização.....	65
VII.4.3	Estudo da resposta das câmaras de ionização	66
VII.4.4	Determinação do coeficiente de calibração das câmaras de ionização para N-60, $N_H(60)$	69
VII.4.5	Determinação dos factores de correcção para as diferentes qualidades de radiação e ângulos de incidência	71
VII.4.6	Determinação da resposta da câmara de ionização em $H_p(10)$ em função do ângulo de incidência da radiação	73
VII.5	Comparação entre os resultados experimentais para as câmaras $H_p(10)_0$, $H_p(10)_1$ e $H_p(10)_2$	74
Capítulo VIII – Desenvolvimento e Caracterização de uma Câmara de Ionização Optimizada		78
VIII.1	Introdução	78
VIII.2	Estudo teórico da optimização da câmara de ionização relativamente à dependência energética e angular.....	79
VIII.2.1	O equivalente de dose individual a 10 mm de profundidade é dado por:	79
VIII.2.2	Coeficiente de calibração N_H	79
VIII.2.3	Factor de correcção $k(R, \alpha)$	79
VIII.2.4	Dependência energética para 0°	80
VIII.2.5	Dependência angular para $N - 60$	80
VIII.3	Estudos de simulação.....	83
VIII.3.1	Optimização da câmara de ionização relativamente à dependência energética.	83
VIII.3.2	Optimização da câmara de ionização relativamente à dependência angular	88
Comentários Finais		92
Referências Bibliográficas		94
Anexo 1 - Desvios Padrão experimentais		96
Anexo 2 - Espectros de raios-X		98
Anexo 3 - Valores convencionados verdadeiros do equivalente de dose individual		101

Índice de Figuras

- Figura 2.1) Predominância dos mecanismos de interacção da radiação com a matéria em função da energia do fotão e do número atómico do material irradiado.
- Figura 2.2) Secções eficazes de interacção dos fotões no Alumínio.
- Figura 2.3) Secções eficazes de interacção dos fotões no Cobre.
- Figura 2.4) Coeficientes mássicos de atenuação e de absorção de energia para o PMMA e tecido mole.
- Figura 2.5) Trajectos de electrões de 100 keV emitidos na mesma direcção por uma fonte pontual na água.
- Figura 2.6) Modelo da deposição da energia na matéria pelos fotões.
- Figura 2.7) Variação da intensidade dos electrões de um feixe em função da profundidade e determinação do alcance extrapolado R_p e do percurso correspondente a uma atenuação de metade dos electrões do feixe (R_{50}).
- Figura 4.1) Esquema de funcionamento de um detector gasoso.
- Figura 4.2) Relação entre a voltagem aplicada e carga produzida para um detector gasoso.
- Figura 4.3) Câmara de ionização previamente existente no LMRI.
- Figura 4.4) Diversos componentes do módulo de medida.
- Figura 4.5) Esquema de um sistema de irradiação de raios-X.
- Figura 5.1) Energia depositada em função da energia média para a câmara $H_p(10)_0$.
- Figura 5.2) Fluxo em função da energia média para a câmara $H_p(10)_0$.
- Figura 5.3) Fluxo energético em função da energia média para a câmara $H_p(10)_0$.
- Figura 5.4) Coeficientes mássicos de absorção de energia em função da energia média (ar) para a câmara $H_p(10)_0$. [WWW01]
- Figura 6.1) Medidas normalizadas, para um ângulo de incidência de 0° , dos valores simulados com o tally F6 e experimentais obtidos no LMRI. [JC2004]
- Figura 6.2) Valores normalizados, em relação à geometria inicial e qualidade de radiação, dos resultados simulados para as diferentes geometrias.
- Figura 6.3) Fluxo energético no volume sensível em função da energia média para as geometrias G_0 , G_7 e G_{11} .
- Figura 6.4) Fluxo energético no volume sensível de partículas provenientes dos vários componentes da câmara.
- Figura 6.5) Energia depositada em função da energia média para as geometrias G_0 e G_7 .
- Figura 6.6) Medidas normalizadas para N-60, da energia depositada em função da espessura da placa de alumínio.
- Figura 6.7) Variação da energia depositada para diferentes raios de volume sensível, em função da energia média.
- Figura 6.8) Energias depositadas no volume sensível da câmara de ionização, normalizadas para N-60, com e sem cilindros frontais
- Figura 6.9) Medidas normalizadas para N-60, da variação da energia depositada em função do raio do primeiro cilindro de PMMA.
- Figura 6.10) Energia depositada em função da energia de média com uma placa de cobre de 0,1 mm e com uma placa de alumínio de 0,1 mm.

Figura 6.11) Energia depositada em função da energia média, para várias espessuras da placa de cobre.

Figura 6.12) Valores normalizados para a qualidade de radiação N-60, da energia depositada em função da energia média, para diversos raios de volume sensível na presença de uma placa de cobre.

Figura 6.13) Valores normalizados da energia depositada, fluxo e fluxo energético para geometrias com cobre e raios de volume sensível de 2,5 cm e 4,5 cm.

Figura 7.1) Vista dos eléctrodos de recolha e de guarda na câmara de ionização $H_p(10)_1$.

Figura 7.2) Câmara de ionização $H_p(10)_2$ pronta a ser irradiada com ^{137}Cs na sala de irradiações I do LMRI.

Figura 7.3) Carga eléctrica colectada em função do potencial eléctrico aplicado para a câmara de ionização

$H_p(10)_1$.

Figura 7.4) Carga eléctrica colectada em função do potencial eléctrico aplicado para a câmara de ionização $H_p(10)_2$.

Figura 7.5) Reprodutibilidade das medidas da câmara de ionização $H_p(10)_1$ para a fonte de ^{137}Cs .

Figura 7.6) Reprodutibilidade das medidas da câmara de ionização $H_p(10)_2$ para a fonte de ^{137}Cs .

Figura 7.7) Folha de papel polar, utilizada para posicionar a câmara de ionização no ângulo de incidência correcto.

Figura 7.8) Dependência energética dos factores de correcção ao coeficiente de calibração para N-60 e 0° para a câmara $H_p(10)_1$.

Figura 7.9) Dependência energética dos factores de correcção ao coeficiente de calibração para N-60 e 0° para a câmara $H_p(10)_2$.

Figura 7.10) Factores de correcção ao coeficiente de calibração para N-60 para a câmara $H_p(10)_1$ e diferença com os factores de correcção calculados para a câmara $H_p(10)_0$.

Figura 8.1) Energia depositada em função da energia média para as três câmaras estudadas neste trabalho.

Figura 8.2) Carga eléctrica em função da energia média para as três câmaras estudadas neste trabalho.

Figura 8.3) Razão $F6/Q$, normalizada para a qualidade de radiação N-60, para as três câmaras estudadas neste trabalho.

Figura 8.4) Valores normalizados para a energia de 48 keV, de $F6$ e $H_p(10)$, em função da energia média.

Figura 8.5) Valores normalizados de $H_p(10)$ e $F6^*$ para a câmara $H_p(10)_0$.

Figura 8.6) Medidas normalizadas para a energia de 48 keV, do valor convencionalizado verdadeiro do equivalente de dose individual e da energia depositada transformada para várias geometrias.

Figura 8.7) Medidas normalizadas para a energia de 48 keV, do valor convencionalizado verdadeiro do equivalente de dose individual e $F6^*$ para diferentes raios de volume sensível na presença de uma placa de cobre.

Figura 8.8) Valores normalizados para 0° , da energia depositada e dos coeficientes de conversão para a qualidade de radiação N-30.

Figura 8.9) Valores normalizados para 0° , da energia depositada e dos coeficientes de conversão para a qualidade de radiação N-40.

Figura 8.10) Valores normalizados para 0° , da energia depositada e dos coeficientes de conversão para a qualidade de radiação N-60.

Figura 8.11) Valores normalizados para 0° , da energia depositada e dos coeficientes de conversão para a qualidade de radiação N-80.

Figura 8.12) Valores normalizados para 0° , da energia depositada e dos coeficientes de conversão para a qualidade de radiação N-100.

Figura 8.13) Valores normalizados para 0° , da energia depositada e dos coeficientes de conversão para a qualidade de radiação N-120.

Figura 8.14) Valores normalizados para 0° , da energia depositada e dos coeficientes de conversão para a qualidade de radiação S-Cs.

Figura 8.15) Valores normalizados para 0° , da energia depositada e dos coeficientes de conversão para a qualidade de radiação S-Co.

Índice de Quadros

Tabela 3.1) Factores de ponderação da radiação recomendados pela ICRP.

Tabela 3.2) Factores de ponderação do tecido recomendados na última publicação da ICRP.

Tabela 3.3) Limites de dose anual recomendados pela ICRP, em situações de exposição planeada.

Tabela 4.1) Dimensões dos vários componentes da câmara existente no LMRI.

Tabela 4.2) Características dos HVL's obtidos no LMRI para as qualidades de radiação utilizadas neste trabalho.

Tabela 4.3) Valores convencionados verdadeiros de kerma no ar.

Tabela 4.4) Valores convencionados verdadeiros de $H_p(10)$ para 0° .

Tabela 5.1) Tallies utilizados em MCNPX.

Tabela 6.1) Geometrias e respectivas dimensões simuladas neste trabalho.

Tabela 6.2) Medidas normalizadas para N-60, da energia depositada em função da espessura da placa frontal de PMMA.

Tabela 6.3) Valores normalizados para 0° , da energia depositada com e sem placa de alumínio, para a qualidade de radiação N-30.

Tabela 6.4) Valores normalizados para 0° , da energia depositada com e sem placa de alumínio, para a qualidade de radiação N-60.

Tabela 6.5) Valores normalizados para 0° , da energia depositada com e sem placa de alumínio, para a qualidade de radiação N-120.

Tabela 6.6) Medidas normalizadas, para um raio de 5 cm, da energia depositada em função do raio do eléctrodo de guarda.

Tabela 7.1) Dimensões dos vários componentes da câmara $H_p(10)_1$.

Tabela 7.2) Dimensões dos vários componentes da câmara $H_p(10)_2$.

Tabela 7.3) Medidas eléctricas para as diferentes qualidades de radiação e ângulos de incidência para a câmara $H_p(10)_0$. [JC2004]

Tabela 7.4) Medidas eléctricas para as diferentes qualidades de radiação e ângulos de incidência para a câmara $H_p(10)_1$.

Tabela 7.5) Medidas eléctricas para as diferentes qualidades de radiação e ângulos de incidência para a câmara $H_p(10)_2$.

Tabela 7.6) Valores normalizados, para o ângulo de incidência de 0° , das medidas eléctricas das câmara de ionização $H_p(10)_0$ e $H_p(10)_1$.

Tabela 7.7) Valores normalizados, para o ângulo de incidência de 0° , das medidas eléctricas das câmaras $H_p(10)_1$ e $H_p(10)_2$.

Tabela 7.8) Valores convencionados verdadeiros do equivalente de dose individual, $H_p(10)$.

Tabela 7.9) Factores de correcção ao coeficiente de calibração para a qualidade de radiação N-60 e 0° para a câmara $H_p(10)_1$.

Tabela 7.10) Factores de correcção ao coeficiente de calibração para a qualidade de radiação N-60 e 0° para a câmara $H_p(10)_2$.

Tabela 7.11) Resposta em $H_p(10)$, normalizada para o ângulo de 0° , da câmara $H_p(10)_1$.

Tabela 7.12) Resposta em $H_p(10)$, normalizada para o ângulo de 0° , da câmara $H_p(10)_2$.

Tabela 7.13) Factores de correcção ao factor de calibração para N-60 para as câmaras $H_p(10)_1$ e $H_p(10)_0$.

Tabela 7.14) Factores de correcção ao coeficiente de calibração para N-60 para as câmaras $H_p(10)_1$ e $H_p(10)_2$.

Tabela 8.1) Relações médias entre a carga eléctrica e energia depositada obtidas após estudos de simulação e experimentais.

Tabela 8.2) Medidas normalizadas para a energia de 48 keV, do valor convencionado verdadeiro do equivalente de dose individual e da energia depositada transformada para várias geometrias.

Tabela 8.3) Valores normalizados do equivalente de dose individual e da energia depositada transformada para ambas as geometrias e diferenças entre estes.

Tabela 8.4) Valores previstos dos factores de correcção para as geometrias G_{01} e G_{02} .

Introdução

As radiações ionizantes têm, hoje em dia, várias aplicações. Estas podem ser utilizadas para investigação, na busca de novos métodos de diagnóstico de doenças como, por exemplo, os raios-X, tomografia computadorizada e uso de radionuclídeos para formação de imagem em medicina nuclear e ainda para tratamentos em medicina, tais como a radioterapia externa e braquiterapia.

Os princípios de protecção radiológica têm como objectivo prevenir a ocorrência de efeitos determinísticos e reduzir a probabilidade de ocorrência de efeitos estocásticos, considerando separadamente sistemas de protecção contra radiações, para práticas e para situações de intervenção. Deste modo, foram definidos pela ICRP limites de dose, que limitam a dose total recebida por um indivíduo, variando consoante o tipo de exposição (ocupacional ou público).

A dose efectiva é uma grandeza de protecção radiológica que é usada no estabelecimento dos limites de dose, cujo valor pode ser aferido por cálculo. O equivalente de dose individual é uma grandeza operacional utilizada na monitorização individual que deve dar uma aproximação razoável da dose efectiva resultante da exposição a fontes externas.

O objectivo deste trabalho foi o estudo comparativo de três câmaras de ionização para medição directa do equivalente de dose individual, a 10 mm de profundidade, $H_p(10)$, e posterior caracterização de uma câmara protótipo a partir dos resultados simulados e experimentais com o objectivo de otimizar as câmaras existentes relativamente às suas dimensões exteriores, dependência energética e angular, sendo que a câmara caracterizada será desenvolvida e utilizada como padrão secundário na monitorização de trabalhadores expostos a radiação ionizantes.

Nos capítulos iniciais da tese serão definidos os conceitos teóricos que servirão de suporte à realização do trabalho e discussão dos resultados obtidos. No capítulo II será feita referência aos processos de interacção dos fotões com a matéria e transporte de electrões. Existirá ainda um subcapítulo dedicado à interacção da radiação com os substitutos de tecido, sendo este tipo de interacção fundamental no âmbito deste trabalho.

O capítulo III definirá as grandezas utilizadas em protecção radiológica e fará uma abordagem aos efeitos de saúde causados pela radiação e limites de dose aplicados nas

normas internacionais. Neste capítulo será ainda definida a grandeza a medir pelas câmaras de ionização, o equivalente de dose individual a 10 mm de profundidade, $H_p(10)$.

O capítulo IV abordará o funcionamento deste tipo de câmaras e enunciará as vantagens da sua utilização, bem como os esquemas experimentais utilizados neste trabalho. Será ainda o modo como é obtida experimentalmente a grandeza a medir pela câmara bem como a resposta eléctrica.

O capítulo V irá descrever os métodos de Monte Carlo e fará uma introdução ao código de simulação usado, MCNPX. Serão igualmente enunciadas as limitações da simulação. Apresentar-se-ão curvas típicas de energia depositada e fluxo para a câmara já existente.

No capítulo VI são apresentados os resultados da simulação tendo por base a câmara existente no LMRI. Assim, neste capítulo, será aprofundado o conhecimento sobre este tipo de câmaras através do estudo individualizado de cada um dos seus componentes. Este estudo de simulação será igualmente útil para compreender os resultados obtidos nos capítulos seguintes.

O capítulo VII apresentará os resultados experimentais de duas câmaras construídas no decorrer deste trabalho e a comparação dos resultados das duas câmaras com a câmara previamente existente. Este capítulo apresentará um estudo comparativo das três câmaras, sem esquecer os fundamentos teóricos e os resultados da simulação.

No último capítulo desta tese, capítulo VIII, será caracterizada uma câmara otimizada através da relação entre os resultados de simulação e experimentais. O desenvolvimento de uma nova câmara decorrerá em duas etapas. Primeiramente, serão definidos critérios de optimização. Seguidamente, será caracterizada por simulação uma câmara de ionização que tente ponderar uma optimização em relação às dimensões exteriores, dependência energética e angular.

Capítulo II

Interação da Radiação com a Matéria

II.1 Introdução

A interação da radiação electromagnética com os materiais da câmara influencia a sua resposta. Mais precisamente, a resposta da câmara é influenciada pela forma como a energia é depositada no volume sensível, ou seja, pela interação da radiação com o ar contido nesse volume. Para a compreensão da resposta da câmara para as diversas qualidades de radiação é fundamental serem conhecidos os fenómenos físicos aquando da passagem de um feixe de fótons pela matéria. Das interações dos fótons com o meio envolvente podem resultar electrões secundários que também podem afectar o desempenho da câmara. Neste sentido, ao longo deste capítulo serão apresentados os mecanismos de interação dos fótons e dos electrões com a matéria.

II.2 Mecanismos de interação dos fótons

Ao contrário das partículas carregadas, os fótons são partículas electricamente neutras e não perdem energia de forma constante à medida que penetram na matéria. Em vez disso, eles podem percorrer alguma distância antes de interagirem com o átomo. Mas a distância que um dado fóton irá percorrer na matéria é governada estatisticamente pela probabilidade de interação por unidade de distância percorrida, que depende do meio que é atravessado e da energia do fóton. Quando o fóton interage, ele pode ser absorvido, desaparecendo ou ser disperso, mudando a sua direcção, com ou sem perda de energia.

Um fóton interage por um de quatro processos principais. A probabilidade de cada um destes processos é determinada pela secção eficaz que depende da energia do fóton e da densidade e número atómico do meio. Assim, existem quatro processos principais:

Dispersão de Rayleigh ou dispersão coerente: A dispersão de Rayleigh ou dispersão coerente é uma interacção elástica de um fóton com um átomo. Os fótons são dispersos pelos

electrões ligados de um átomo sem transferência de energia para o átomo. Dado que o momento associado ao recuo do átomo é cedido ao átomo como um todo, a perda de energia dos fotões e o ângulo de dispersão são pequenos. A dispersão de Rayleigh torna-se mais importante à medida que a energia do fotão decresce e o número atómico do meio aumenta. A secção eficaz diferencial, $d\sigma_R$, num ângulo sólido $d\Omega$, é dada pela expressão:

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2\theta) [F(q, Z)]^2 \quad [cm^2 sr^{-1} \text{átomo}^{-1}]$$

onde r_e é o raio clássico do electrão e $q = 2k \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)$, sendo $k = \frac{h\nu}{c}$ o momento transferido correspondente a um ângulo θ de dispersão do fotão relativamente à sua direcção inicial, em que h representa a constante de Planck, c a velocidade da luz, ν a frequência do fotão, m é a massa em repouso do electrão e $F(q, Z)$ é o factor de forma atómica. Para grandes ângulos de dispersão, $F(q, Z)$ tende para zero. Quanto menor o ângulo de dispersão, mais $F(q, Z)$ se aproxima de Z . [HØ79]

Efeito fotoeléctrico: O efeito fotoeléctrico é a interacção mais importante dos fotões de baixa energia com a matéria. O efeito fotoeléctrico não ocorre a menos que se verifique que a energia do fotão incidente ($h\nu$) seja maior do que a energia de ligação (E_b) para um dado electrão. Quanto menor for o valor de $h\nu$, mais provável é a ocorrência de efeito fotoeléctrico, mantendo-se $h\nu > E_b$. A energia cinética cedida ao electrão, independentemente do ângulo de dispersão θ , é dada por:

$$T = h\nu - E_b - T_a = h\nu - E_b$$

A energia cinética T_a cedida ao átomo de recuo é muito próxima de zero, justificando-se assim o uso convencional da igualdade.

O electrão é emitido com um ângulo θ relativamente à direcção de incidência do fotão, transportando um momento linear p . Desde que o fotão seja totalmente absorvido, ele não providencia qualquer fotão disperso para ajudar a conservar o momento linear, tal como no efeito de Compton. Apesar da sua energia cinética, $T_a \cong 0$, o seu momento linear não pode ser desprezável. A direcção tomada pelo átomo de recuo é de pequena consequência, pois a sua energia cinética é desprezável. Basta dizer que as dispersões atómicas na direcção requerida para conservar o momento linear em cada evento fotoeléctrico e o ângulo de dispersão situam-se entre 0° e 180° .

À medida que $h\nu$ decresce para valores abaixo de 0,5 MeV, as secções eficazes correspondentes para o efeito fotoeléctrico aumentam, especialmente para materiais com Z elevado. Deduz-se assim, que o efeito fotoeléctrico predomina sobre o efeito de Compton a

baixas energias, particularmente no que diz respeito à energia transferida para electrões secundários.

Para energias superiores à da camada atómica K, a probabilidade de ocorrência de efeito fotoeléctrico, é aproximadamente dada por,

$$\sigma_p^a \approx \sqrt{2} \frac{32\pi r_e^2 \alpha^4}{3} \left(\frac{3m_0 c^2}{k_0} \right)^m Z^n$$

onde $\alpha = \frac{1}{137}$ é a constante de estrutura fina, m_0 e r_e são respectivamente a massa e o raio clássico do electrão e Z é o número atómico do material. O expoente n varia entre 4 ($k_0 < 100 \text{ keV}$) e 4,6 ($k_0 > 500 \text{ keV}$) e m varia entre 3 ($k_0 < 100 \text{ keV}$) e 1 ($k_0 > 500 \text{ keV}$).

Dispersão de Compton ou dispersão incoerente: Um fotão com energia $h\nu$ colide com um electrão. Neste processo, o momento do fotão incidente é conservado entre o fotão disperso e o electrão difundido. Após a colisão, o electrão é emitido com um ângulo θ , com uma energia cinética T e um momento p . O fotão é disperso com um ângulo φ e com uma energia, $h\nu'$, mais baixa do que a energia inicial e um momento $h\nu'/c$. A conservação de energia e a conservação do momento linear permitem deduzir as equações que providenciam uma solução completa para a cinemática do efeito de Compton:

$$\begin{aligned} h\nu' &= \frac{h\nu}{1 + (h\nu/m_0 c^2)(1 - \cos \varphi)} \\ T &= h\nu - h\nu' \\ \cotg \theta &= \left(1 + \frac{h\nu}{m_0 c^2} \right) \tg \left(\frac{\varphi}{2} \right) \end{aligned}$$

A probabilidade de ocorrência da dispersão de Compton é dada pela secção eficaz diferencial, $d\sigma_c$, de *Klein – Nishina* num ângulo sólido $d\Omega$:

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = r_0^2 \left[\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right]^3 \left[\frac{1 + \cos\theta}{2} \right] \times \left[1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right]$$

sendo α a energia do fotão em unidades de energia de repouso do electrão.

A secção eficaz atómica de *Klein – Nishina*, $\sigma_c^a = Z \times \sigma_c$ ($\text{cm}^2/\text{átomo}$), é proporcional ao número atómico Z do material desde que se assuma que o electrão está livre. Este efeito, para materiais com baixo número atómico, é preponderante entre os 0,03 MeV e os 7 MeV.

Produção de pares: O fotão é convertido num par electrão - positrão quando entra num campo colombiano intenso que envolve o núcleo do átomo. Quando a energia do fotão incidente excede 1,022 MeV, é possível a produção de um par electrão – positrão desde que na presença de uma outra partícula como o exige a conservação do momento. Aplicando leis

da conservação da energia verifica-se que a energia cinética do electrão mais a energia cinética do positrão é igual à energia do fotão menos 1,022 MeV. Este processo ocorre num campo de uma partícula carregada, geralmente num intenso campo colombiano do núcleo, apesar de também poder ocorrer a altas energias no campo de um electrão. O limiar de energia do fotão incidente, para ocorrência da produção de pares é igual à combinação da energia em repouso de dois electrões. Assim:

$$h\nu = (T^+ + m_0c^2) + (T^- + m_0c^2)$$

O gráfico que se segue mostra a predominância de cada tipo de interacção em função da energia do fotão e número atómico do material irradiado:

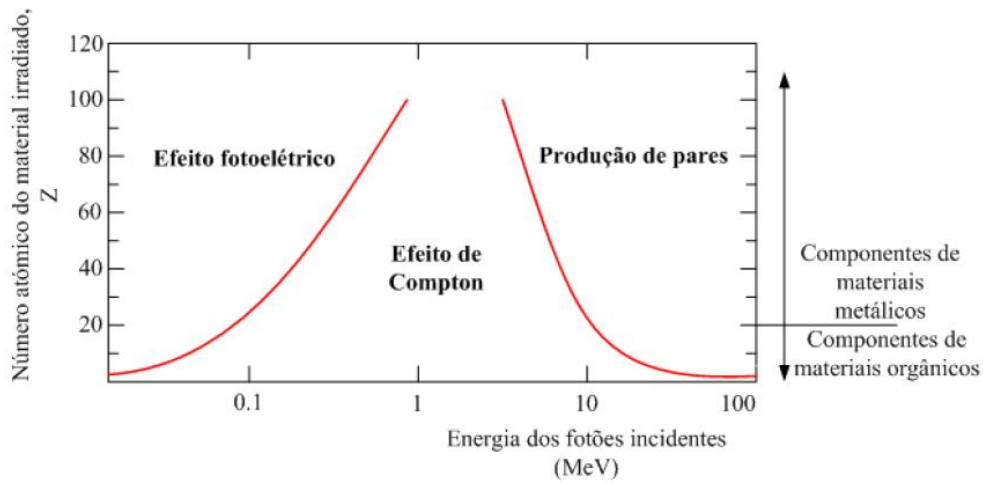


Figura 2.1) Predominância dos mecanismos de interação da radiação com a matéria em função da energia do fotão e do número atómico do material irradiado.

II.2.1 Coeficientes de atenuação (linear, mássico, atómico e electrónico)

O decréscimo exponencial do número de fotões iniciais por unidade de área, Φ_0 , que atravessam um material de espessura x em função do coeficiente de atenuação linear é dado por:

$$\Phi = \Phi_0 e^{(-\mu x)}$$

A grandeza Φ é a fluência dos fotões. O coeficiente de atenuação linear inclui todos os processos descritos caso estes sejam possíveis de ocorrer. Para raios-X e fotões γ utiliza-se o coeficiente mássico de atenuação linear:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\sigma_{coe}}{\rho} + \frac{\sigma_{incoe}}{\rho} + \frac{\tau}{\rho} + \frac{\kappa}{\rho}$$

em que o coeficiente mássico de atenuação total é expresso em função das secções eficazes individuais para a dispersão de Rayleigh, dispersão de Compton, efeito fotoelétrico e produção de pares, respectivamente, por massa (kg) de material e é dado em $m^2.kg^{-1}$.

Os gráficos das figuras que se seguem mostram a secção eficaz para cada uma das interações referidas para o Alumínio e para o Cobre, materiais utilizados no âmbito deste projecto.

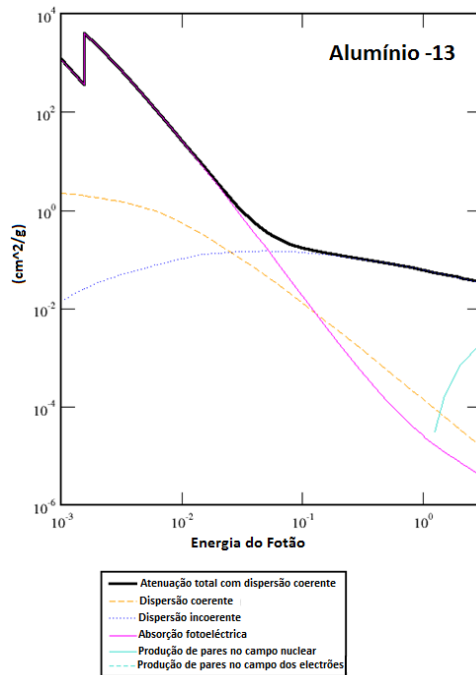


Figura 2.2) Secções eficazes de interacção dos fótons no Alumínio.

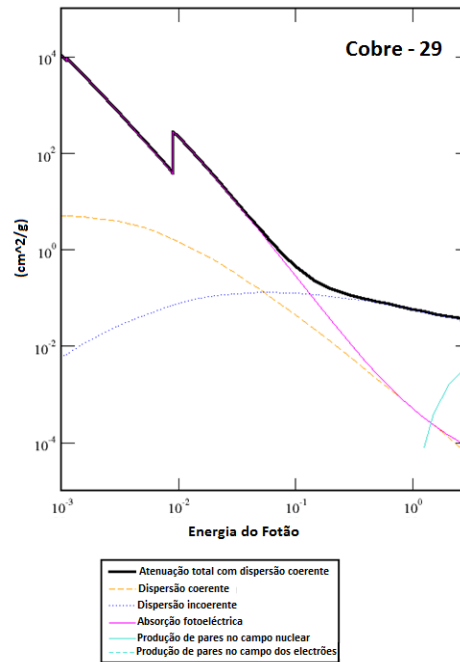


Figura 2.3) Secções eficazes de interacção dos fótons no Cobre.

II.2.2 Interação da radiação com os substitutos de tecido

Qualquer material que simule um tecido corporal na sua interação com a radiação ionizante é denominado de *substituto de tecido* [ICRU 44].

A avaliação da adequabilidade da utilização de um dado substituto de tecido é feita recorrendo à comparação de determinados coeficientes de interação e densidades de massa dos tecidos corporais e dos substitutos de tecido. No caso específico dos fótons, a mesma espessura de tecido corporal e substituto de tecido deverá atenuar de igual modo os raios-X e a radiação gama, se os coeficientes lineares de atenuação totais, no intervalo de energia apropriado, forem idênticos para os dois materiais. [JC2004]

A figura 2.4 representa os valores do coeficiente mássico de atenuação e de absorção de energia para o PMMA e tecido mole, entre 1 keV e 20 MeV.

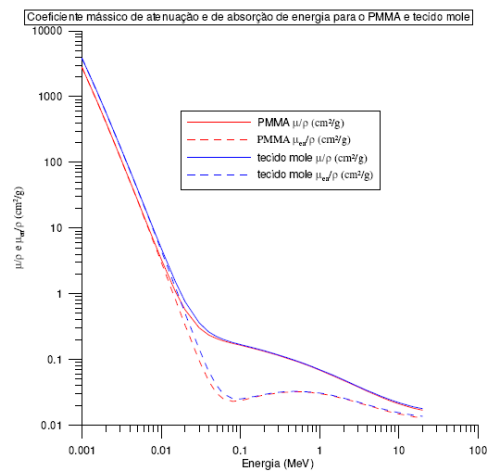


Figura 2.4) Coeficientes mássicos de atenuação e de absorção de energia para o PMMA e tecido mole.

Se esta identidade tiver que se verificar num intervalo de energias considerável, será necessário que os componentes do coeficiente linear de atenuação para a absorção fotoeléctrica, τ , dispersão de Compton, σ_{incoe} , dispersão coerente, σ_{coe} , e produção de pares, κ , para o tecido corporal e substituto de tecido, sejam individualmente idênticos. Isto resultará numa dispersão idêntica de fotões.

II.3 Interacção dos electrões com a matéria

II.3.1 Introdução

Durante o percurso dos fotões na matéria, um grande número de electrões secundários é colocado em movimento. Isto deve-se essencialmente ao elevado livre percurso médio dos fotões e à sua forte dispersão angular. A figura seguinte ilustra o percurso dos electrões secundários na matéria:

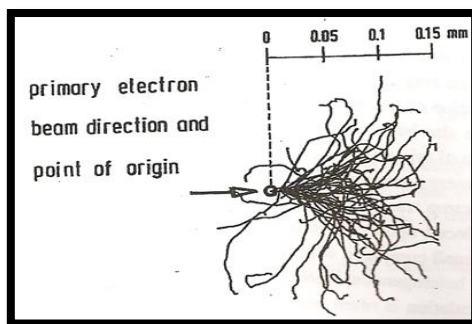
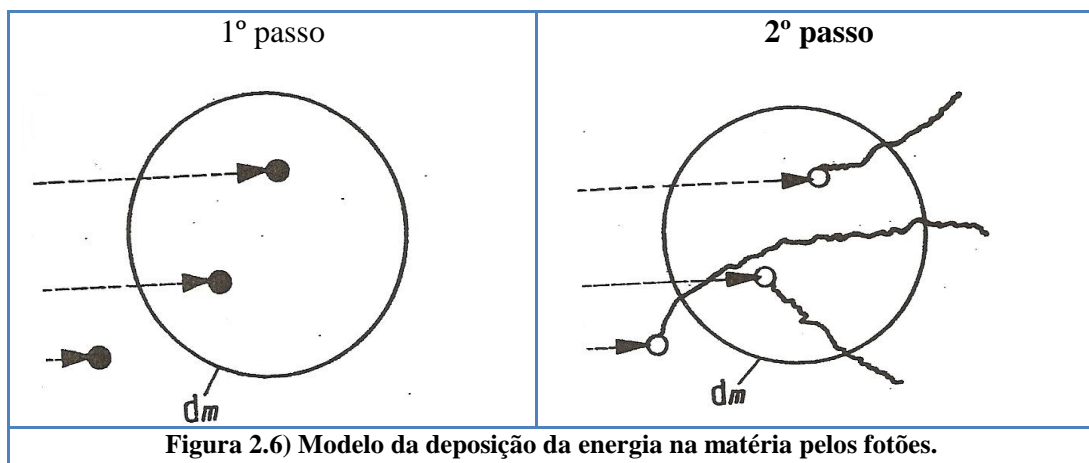


Figura 2.5) Trajectos de electrões de 100 keV emitidos na mesma direcção por uma fonte pontual na água.

Os trajectos dos electrões irão aparecer como pontos mais ou menos extensos, revelando que a transferência espacial de energia dos electrões tem lugar a distâncias muito curtas quando comparadas com as dos fotões. Assim, assume-se que a distribuição espacial da dose absorvida é produzida em dois passos, esquematizados na figura seguinte:



No primeiro passo, é transferida uma fracção de energia do fotão para os electrões secundários nos pontos de interacção e, no segundo passo, esta energia é posteriormente distribuída na vizinhança dos pontos de interacção dos fotões por processos de transporte de electrões.

Um feixe de partículas carregadas interage com a matéria de forma completamente diferente daquela que acontece com um feixe de fotões. Um fotão perde a sua energia num número reduzido de eventos, pois perde grandes quantidades de energia por evento. Uma partícula carregada, pelo facto de ser acompanhada de um campo coulombiano, interage com os electrões e núcleos dos átomos próximos do local por onde esta passa.

II.3.2 Mecanismos de perda de energia pelos electrões

Os electrões, tal como as partículas carregadas pesadas, podem participar em interacções que produzem excitações e ionizações atómicas. Podem também irradiar energia por Bremsstrahlung. A contribuição radiativa para o poder de paragem torna-se importante apenas a energias elevadas. Os electrões podem ser também dispersos elasticamente por electrões atómicos, um processo que tem um efeito significativo na penetração dos electrões e difusão na matéria a baixas energias.

As interacções das partículas carregadas com a matéria podem ser definidas em termos do parâmetro de impacto b e do raio atómico a . O conjunto de interacções que um feixe de electrões sofre vai originar perda de energia do próprio feixe, sendo que isso depende da energia dos electrões do feixe e número atómico do material irradiado.

O poder de paragem linear de um meio material para um dado feixe de partículas carregadas com energia E define-se como a perda de energia que as partículas desse feixe sofrem ao percorrer um certo percurso num dado meio material, por unidade de espessura:

$$S = -\frac{dE}{dx}$$

Esta grandeza exprime-se em $J.m^{-1}$, sendo muitas vezes utilizada a unidade $MeV.cm^{-1}$.

O poder de paragem pode ser subdividido em poder de paragem colisional e poder de paragem radiativo:

$$S = S_{col} + S_{rad}$$

onde S_{col} é a perda de energia devido a colisões com os electrões atómicos e S_{rad} é a contribuição das interacções radiativas para a perda de energia do feixe. A relação entre o poder de paragem radiativo e colisional é igual a:

$$S_{rad}/S_{col} \cong E.Z/700$$

Um electrão, tendo uma massa pequena, pode ser fortemente acelerada pela força electromagnética existente no interior do átomo emitindo radiação, chamada radiação de Bremsstrahlung. A radiação de Bremsstrahlung ocorre quando um electrão é deflectido num campo eléctrico de um núcleo ou num campo eléctrico de um electrão atómico. Para energias elevadas, esta radiação é emitida na direcção de propagação do electrão. Se um electrão passa próximo de um núcleo, o campo onde ele é acelerado é essencialmente o campo coulombiano do núcleo. Se ele passa a uma distância elevada, a blindagem parcial da carga nuclear pelos electrões atómicos torna-se importante e o campo deixa de ser coulombiano. Assim, dependendo de quão perto o electrão passar do núcleo, o efeito de blindagem pelo electrão atómico será diferente. A blindagem e consequente perda de energia dependem da energia do electrão incidente. A energia máxima que um fóton de Bremsstrahlung pode ter é a energia cinética do electrão.

II.3.3 Alcance dos electrões

Para a definição do alcance dos electrões utiliza-se a definição de poder de paragem, $(-dE/dx)_{tot}^{\pm}$. O alcance de um electrão é um pobre indicador da profundidade que esta

partícula consegue atingir num dado alvo. Numa aproximação que considere que a perda de energia de um feixe de partículas carregadas é aproximadamente constante, o alcance desse feixe de partículas no meio material pode ser definido como:

$$R_{PEAC} = \int_{E_0}^0 (1/S_{tot}) \cdot dE$$

onde E_0 é a energia inicial do feixe. Contudo, o conceito mais utilizado é o de alcance extrapolado. Cada electrão de um feixe ao atravessar um material vai perder energia e mudar de direcção aleatoriamente até chegar ao repouso. A profundidade mínima finita na qual a probabilidade de termos electrões provenientes do feixe inicial é praticamente nula define-se como alcance extrapolado.

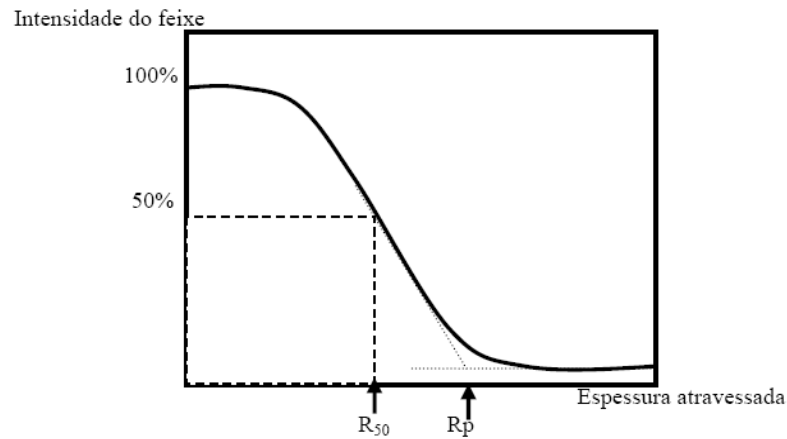


Figura 2.7) Variação da intensidade dos electrões de um feixe em função da profundidade e determinação do alcance extrapolado R_p e do percurso correspondente a uma atenuação de metade dos electrões do feixe (R_{50}).

Capítulo III

Dosimetria

III.1 Introdução

Para aplicar os princípios da protecção radiológica, são necessárias grandezas dosimétricas para estimar de uma forma quantitativa a exposição de humanos à radiação ionizante.

Este capítulo trata de definir as grandezas utilizadas em protecção radiológica, definir as relações entre elas e a grandeza a medir pela câmara de ionização. Serão igualmente definidos os princípios da protecção radiológicos e os limites de dose estabelecidos.

III.2 Efeitos de saúde

O desenvolvimento de efeitos de saúde provocados pela radiação ionizante começa com os processos físicos de absorção de energia nos tecidos biológicos, resultando em ionizações que causam alterações moleculares como, por exemplo, alterações na informação genética das células, ou seja, no DNA do núcleo celular. O dano devido à radiação nos órgãos e nos tecidos do corpo pode resultar em efeitos de saúde a curto prazo ou a longo prazo. Para altas doses o dano para os órgãos e tecidos surge principalmente como resultado de perdas de função envolvendo morte celular e, em casos extremos, pode provocar a morte do indivíduo exposto. Estes danos são denominados efeitos determinísticos [ICRP60]. Para baixas doses ou baixas taxas de dose estes efeitos não são visíveis, mas o dano para o material genético pode ocorrer podendo resultar num aumento do risco de cancro uns anos após a exposição ou doenças hereditárias nas gerações futuras. Estes danos são denominados efeitos estocásticos da radiação.

A exposição a radiações ionizantes, mesmo a baixas doses, pode causar danos no material genético das células podendo resultar no desenvolvimento de cancro induzido por radiação muitos anos após a exposição, doenças hereditárias em gerações futuras e alguns efeitos que podem ser desenvolvidos sobre certas condições. O pressuposto geral para a

protecção radiológica é que o risco destes efeitos estocásticos aumenta a baixas taxas de dose linearmente com a dose, sem qualquer limiar.

A doses muito mais elevadas do que os limites recomendados no sistema de protecção, e especialmente em situações de acidente, as exposições à radiação podem causar efeitos determinísticos que se manifestam por reacções nos tecidos. Estes efeitos resultam na diminuição da integridade e funcionalidade dos órgãos e tecidos. Os danos clinicamente observáveis ocorrem acima de um limiar de dose, apesar da extensão de qualquer dano depender da dose absorvida e do débito de dose, assim como da qualidade da radiação. A extensão da lesão depende da sensibilidade das células à radiação, variando consoante o órgão ou o tecido exposto, da função das células diferenciadas, da composição celular e da capacidade de renovação celular. As radiações com elevado LET, tais como os neutrões e partículas alfa, causam mais dano por unidade de dose absorvida do que as radiações com baixo LET.

A protecção radiológica preocupa-se com o controlo de exposições a radiações ionizantes, no sentido de serem prevenidas as reacções nos tecidos e de se reduzir o risco de efeitos estocásticos a níveis aceitáveis.

Para avaliar as doses resultantes da exposição à radiação foram desenvolvidas pela ICRP (*International Commission on Radiation Protection*) e pela ICRU (*International Commission for Radiation Units*) grandezas dosimétricas especiais. As grandezas de protecção fundamentais adoptadas pela ICRP são baseadas nas medidas da energia transferida para os órgãos e tecidos do corpo humano. Estas grandezas permitem a quantificação da extensão da exposição a fontes de radiação (externas ou devidas ao influxo de radionuclidos). As doses estimadas podem ser comparadas com os limites de dose recomendados para pessoas expostas a radiações e elementos do público.

Para demonstrar concordância com os limites de dose, é importante que haja uma única grandeza de protecção para estimar a exposição total ou parcial do corpo. Esta grandeza deverá relacionar-se quantitativamente com a probabilidade de um evento para todos os tipos de interacções, indiferente de a radiação ser incidente no corpo ou emitida por radionuclidos dentro dele. Esta idealização é difícil alcançar dadas as variações na resposta de órgãos e tecidos para diferentes qualidades de radiação e a variação da radiosensibilidade dos órgãos e tecidos do corpo. Estas variações são consideradas nas grandezas de protecção através de factores de ponderação da radiação e tecidos. Os factores individuais que incluem o sexo, idade e a sensibilidade individual influenciam igualmente o risco, no entanto, esses efeitos

biológicos não são considerados na definição das grandezas de protecção, que são aplicadas para todos os membros da população.

As diferentes qualidades de radiação ionizante foram estimadas com recurso à grandeza equivalente de dose, que é definida como:

$$H = DQ$$

onde D é a dose absorvida num ponto de um tecido específico e Q é o factor de qualidade da radiação para esse ponto específico.

A protecção radiológica para baixos débitos de dose preocupa-se fundamentalmente com a protecção contra o cancro induzido pela radiação e doenças hereditárias. Estes efeitos são denominados efeitos estocásticos, pois são de natureza probabilística.

III.3 Grandezas dosimétricas em protecção radiológica

A dosimetria da radiação consiste na determinação, por cálculo ou por medida, da dose absorvida num determinado material ou tecido, resultante da exposição à radiação ionizante. As grandezas dosimétricas têm como objectivo fundamental a descrição precisa da quantidade de energia que um feixe de radiação deposita num dado material.

As entidades internacionais que definem os principais conceitos e grandezas dosimétricas utilizadas na protecção contra radiações são a ICRU (*International Commission for Radiation Units and Measurements*) e a ICRP (*International Commission on Radiation Protection*). Igual importância assume a ISO (*International Organization for Standardization*), que reúne os conceitos referidos sob a forma de normas aceites internacionalmente pelos laboratórios de metrologia na definição das grandezas contribuindo para a harmonização das medidas realizadas.

De acordo com a ICRP, as grandezas dosimétricas podem ser inseridas em três grupos distintos: grandezas básicas, grandezas de protecção radiológica e grandezas operacionais. As novas recomendações da ICRP (Publicação 103, 2007) vieram actualizar e consolidar aspectos adicionais no controlo da exposição devido a fontes de radiação. Estas novas recomendações actualizam os factores de ponderação tecidular e da radiação nas grandezas de dose efectiva e dose equivalente, que foram baseadas nas últimas informações científicas da biologia e física no que diz respeito a exposição à radiação.

III.3.1 Grandezas básicas

As grandezas básicas são a fluência, o kerma e a dose absorvida. São universalmente aceites para caracterizar o campo de radiação, podendo ser definidas em qualquer ponto do campo. Contudo, apresentam a desvantagem de não permitirem, por si só, avaliar o risco de uma dada exposição, pois os efeitos induzidos pelas radiações não dependem apenas da dose absorvida mas igualmente do tipo de radiação, distribuição de energia ao longo do tempo e da radiosensibilidade dos tecidos e órgãos expostos.

Fluência

A fluência de partículas descreve os campos de radiação externos ao corpo humano, ao contrário dos campos de radiação internos que podem depender de factores anatómicos e fisiológicos. A fluência não pode ser, no entanto aplicada na prática comum de protecção radiológica e limitação das doses, pois é necessária informação adicional sobre a partícula e a sua energia. Uma descrição mais completa do campo de radiação requer também informação sobre o tipo e energia das partículas assim como as suas distribuições espaciais, direccionais e temporais. Na descrição dos campos de radiação existem dois tipos de grandezas, o primeiro associado ao número de partículas (fluência e taxa de fluência) e o segundo associado à energia transportada pelas partículas (fluência de energia e taxa de fluência energética).

A **fluência**, Φ , é dada pelo quociente de dN por da , onde dN é o número de partículas incidentes numa esfera de secção diametral da . Assim, $\phi = \frac{dN}{da}$. Exprime-se em m^{-2} .

A **taxa de fluência**, $\dot{\Phi}$, é o quociente de $d\Phi$ por dt , $\dot{\Phi} = \frac{d\Phi}{dt}$. A unidade é o $m^{-2}s^{-1}$.

A **fluência de energia**, ψ , é o quociente de dR por da , onde dR é a energia radiante incidente e da é a esfera de secção diametral da , logo $\psi = \frac{dR}{da}$. Exprime-se em $J.m^{-2}$.

A **taxa de fluência energética**, $\dot{\psi}$, é o quociente de $d\psi$ por dt , $\dot{\psi} = \frac{d\psi}{dt}$. Exprime-se em $W.m^{-2}$.

Kerma

A radiação interage com a matéria numa série de processos onde a energia das partículas é convertida e finalmente depositada na matéria. O termo conversão de energia refere-se à transferência de energia de partículas ionizantes para partículas secundárias

ionizantes. A grandeza kerma relaciona-se com a energia cinética das partículas carregadas libertadas por partículas não carregadas. Este representa o valor esperado da energia transferida num ponto pelas partículas sem carga a partículas electricamente carregadas, por unidade de massa, incluindo as perdas radiativas e excluindo a energia transferida de uma partícula carregada para a outra. O kerma, K , é dado pelo expressão:

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm}$$

onde dE_{tr} é a soma das energias cinéticas iniciais de todas as partículas ionizantes carregadas na massa dm de um dado material. A sua unidade é o $J.kg^{-1}$. A unidade especial para o kerma é o gray (Gy).

Enquanto a energia transferida é uma grandeza estocástica, a grandeza kerma, tal como a fluência, são grandezas não estocásticas. As partículas carregadas, para as quais a energia foi transferida, irão dissipá-la devido a colisões com outras partículas do meio e devido a interacções radiativas. Assim, é possível fazer uma distinção entre kerma colisional, K_c e kerma radiativo, K_r . O kerma colisional é relativo à energia que é dissipada em excitações ou ionizações do material e o kerma radiativo corresponde à energia transportada pelos fótons de Bremsstrahlung ou por electrões Auger. Assim, a grandeza kerma é definida pela soma destes dois termos, $K = K_c + K_r$.

Dose Absorvida

A dose absorvida é a grandeza física fundamental em protecção radiológica. É uma grandeza mensurável e tem em conta o campo de radiação e todas as interacções que ocorrem no interior e exterior do volume considerado. A dose absorvida é obtida a partir do valor médio da energia depositada, ϵ_i (grandeza estocástica). A energia depositada, ϵ_i , é a energia depositada numa única interacção, i, logo

$$\epsilon_i = \epsilon_{in} - \epsilon_{out} + Q$$

onde ϵ_{in} é a energia da partícula ionizante incidente (excluindo a energia de repouso), ϵ_{out} é a soma das energias de todas as partículas ionizantes que resultam da interacção (excluindo a energia de repouso), e Q é a alteração nas energias de repouso do núcleo e de todas as partículas envolvidas na interacção. Se $Q > 0$, ocorre diminuição da energia de repouso, enquanto que, se $Q < 0$, ocorre um aumento da energia de repouso. A unidade S.I. da energia depositada numa única interacção é o Joule (J). Pode igualmente ser expressa em eV e pode ser considerada como a energia depositada no ponto de interacção (ou ponto de transferência), que é o local onde a partícula ionizante perde energia cinética.

A energia depositada e os pontos de transferência são suficientes para a descrição da distribuição espacial da energia depositada por partículas ionizantes.

A energia depositada, ϵ , num dado volume é a soma de todas as energias depositadas no volume, $\epsilon = \sum_i \epsilon_i$, sendo a soma realizada sobre todas as energias depositadas, naquele volume. A sua unidade é o Joule (J).

A energia depositada média, $\bar{\epsilon}$, para a matéria num dado volume é igual à energia radiante, R_{in} , de todas as partículas ionizantes carregadas e não carregadas que entram no volume menos a energia radiante, R_{out} , de todas as partículas ionizantes carregadas e não carregadas que saem do volume mais a soma, $\sum Q$, de todas as alterações na energia de repouso do núcleo e partículas elementares que ocorre no volume. Assim,

$$\bar{\epsilon} = R_{in} - R_{out} + \sum Q$$

A dose absorvida, D , é igual ao quociente de $d\bar{\epsilon}$ por dm , onde $d\bar{\epsilon}$ é a energia depositada média para a matéria de massa dm . Assim,

$$D = \frac{d\bar{\epsilon}}{dm}$$

A unidade S.I. da dose absorvida é o Jkg^{-1} . Contudo, a unidade especial e a mais usada para a dose absorvida é o gray (Gy).

A dose média absorvida é insuficiente para avaliar o detrimento causado pela exposição a radiação ionizante. De modo a estabelecer uma correlação entre as grandezas de dose aplicadas na protecção radiológica e os efeitos estocásticos, dois tipos de factores de ponderação foram introduzidos: factor de ponderação da radiação, W_R e factor de ponderação do tecido, e W_T . Os factores de ponderação têm em conta os diferentes tipos de radiação e os efeitos estocásticos nos diferentes órgãos e tecidos do corpo. Estes são baseados na vasta gama de dados experimentais e estudos epidemiológicos e são independentes da idade e sexo.

III.3.2 Grandezas da Protecção Radiológica

As definições das grandezas de protecção baseiam-se no facto de o risco de efeitos estocásticos aumentar linearmente com a dose na região das baixas doses ($< 100 mSv$), sem limiar, ou seja, no modelo LNT (*linear-non-threshold model*, UNSCEAR, 2000, Streffer et al, 2004). As grandezas de protecção destinam-se ao estabelecimento dos limites de dose de modo a assegurar que a ocorrência de efeitos estocásticos seja mantida abaixo de níveis aceitáveis. Estas grandezas não podem ser directamente mensuráveis, podendo, no entanto, o

seu valor ser calculado, desde que se conheça as condições de irradiação. Essas grandezas são:

- Dose equivalente, H_T , num órgão ou tecido T.
- Dose efectiva, E .

A dose equivalente, H_T , é definida por

$$H_T = \sum_R W_R D_{T,R}$$

onde W_R é o factor de ponderação para a radiação R e $D_{T,R}$ é a dose absorvida média no volume de um órgão ou tecido específico, T. A unidade é o $J.kg^{-1}$.

Na tabela que se segue são apresentados os valores do factor de ponderação da radiação para os vários tipos de radiação adoptados pela ICRP 103 (2007):

Tipo de Radiação	Factor de ponderação da radiação, W_R
Fotões	1
Electrões e muões	1
Protões	2
Partículas alfa, fragmentos de fissão e iões pesados	20
Neutrões	Função contínua de energia do neutrão.

Tabela 3.1) Factores de ponderação da radiação recomendados pela ICRP.

A dose efectiva, E é definida como a soma de todas as doses equivalentes de todos os órgãos e tecidos, logo: [ICRP103]

$$E = \sum_T W_T \sum_R W_R D_{T,R} = \sum_T W_T H_T$$

onde W_T é o factor de ponderação para um órgão ou tecido T e $\sum W_T = 1$. A unidade é o $J.kg^{-1}$.

A definição de dose efectiva tem em consideração as diferentes sensibilidades à radiação dos vários órgãos e tecidos do corpo humano relativamente ao detrimento dos efeitos estocásticos. Os factores de ponderação do tecido são valores relativos, e a sua soma é igual a um, por isso uma distribuição uniforme de dose no corpo todo proporciona uma dose efectiva numericamente igual à dose equivalente em cada órgão ou tecido do corpo. Na tabela que se segue são apresentados os factores de ponderação do tecido para vários tipos de tecido:

Tecido	Factor de ponderação do tecido, W_T	$\sum W_T$
Medula óssea (vermelha), Cólon, Pulmão, Peito, Estômago, Restantes tecidos	0,12	0,72
Gónadas	0,08	0,08
Bexiga, Esófago, Fígado, Tiróide	0,04	0,16
Superfície óssea, Cérebro, Glândulas Salivares, Pele	0,01	0,04

Tabela 3.2) Factores de ponderação do tecido recomendados na última publicação da ICRP.

III.3.3 Grandezas Operacionais

As grandezas operacionais são usadas na monitorização de área e na monitorização individual. Estas grandezas são directamente mensuráveis e destinam-se a estimar as grandezas de protecção e à calibração de instrumentos:

- O equivalente de dose ambiente, $H^*(d)$.
- O equivalente de dose direcciona, $H'(d)$.
- O equivalente de dose individual, $H_p(d)$.

As grandezas de dose operacionais são usadas para monitorização de exposições externas, visto que:

- são necessárias grandezas pontuais para a monitorização de área.
- na monitorização de área, o valor da grandeza de dose não deve depender da distribuição direcciona da radiação incidente.
- os instrumentos para monitorização da radiação precisam ser calibrados em termos de uma grandeza física para a qual o padrão de calibração existe.

As grandezas operacionais foram definidas para medições práticas, tanto para monitorização de área como individual. Sendo baseadas no equivalente de dose num ponto de um fantoma ou no corpo, elas relacionam-se com o tipo e energia da radiação que existe no ponto e podem ser calculadas com base na fluência no ponto.

Para o propósito de monitorização de área, as duas grandezas usadas são o equivalente de dose ambiente, $H^*(d)$, e o equivalente de dose direcciona, $H'(d)$. Para monitorização individual, é utilizado o equivalente de dose individual, $H_p(d)$.

Grandezas operacionais para monitorização de área

As grandezas operacionais para monitorização de área são definidas com base no valor do equivalente de dose num ponto de um fantoma simples. Este fantoma designa-se esfera ICRU e é uma esfera com 30 cm de diâmetro, de material ICRU, com densidade 1 g.cm^{-3} , equivalente ao tecido mole humano.

O **equivalente de dose ambiente**, $H^*(d)$, num ponto de um campo de radiação, é o equivalente de dose que seria produzido pelo correspondente campo alinhado e expandido, na esfera ICRU, à profundidade d , no raio oposto à direcção do campo alinhado. A unidade é J.kg^{-1} . Contudo, a unidade especial para o equivalente de dose ambiente é o Sievert, Sv .

O **equivalente de dose direcciona**, $H'(d)$, num ponto de um campo de radiação, é o equivalente de dose que seria produzido pelo correspondente campo expandido, na esfera ICRU, à profundidade d , no raio numa direcção específica. A unidade é J.kg^{-1} . No entanto, a unidade especial para o equivalente de dose direcciona é o Sievert, Sv .

Grandezas operacionais para monitorização individual

A monitorização individual é efectuada por equipamentos que são utilizados pelo indivíduo, designados dosímetros. Relativamente à monitorização efectuada no ar, na monitorização individual o campo de radiação “visto” pelo dosímetro difere do campo “visto” no ar devido à retrodispersão e absorção da radiação por parte do corpo humano. A grandeza operacional para monitorização individual é o equivalente de dose individual, sendo esta a grandeza que se pretende medir neste trabalho.

O **equivalente de dose individual**, $H_p(d)$, é o equivalente de dose no tecido mole, a uma profundidade, d , por baixo de um ponto específico do corpo. A unidade é J.kg^{-1} . Contudo, a unidade especial para o equivalente de dose individual é o Sievert, Sv .

Qualquer referência ao equivalente de dose individual deve incluir uma especificação da profundidade, d (mm). A quantidade análoga ao equivalente de dose individual pode ser definida em termos de dose absorvida.

Para radiação fracamente penetrante, deve ser utilizada a profundidade de 0,07 mm para a pele e 3 mm para o olho. O equivalente de dose individual para essas profundidades é representado por $H_p(0,07)$ e $H_p(3)$, respectivamente. Para radiação fortemente penetrante, na avaliação da dose efectiva, a profundidade de 10 mm deve ser utilizada, com uma notação análoga, ou seja, $H_p(10)$.

O $H_p(d)$ pode ser medido com um detector que é usado na superfície do corpo e coberto com uma espessura apropriada de material equivalente a tecido. Fantomas como a caixa de água (30cm x 30cm x 10cm) são igualmente utilizados para medir $H_p(10)$. Câmaras de ionização como as descritas neste trabalho são igualmente utilizadas para medir o equivalente de dose individual a 10 mm de profundidade, $H_p(10)$.

Relação entre as grandezas operacionais e as grandezas de protecção

A grandeza operacional $H_p(10)$ fornece uma sobrestimativa da grandeza de protecção E , ou seja, $H_p(10) \geq E$, o que implica que o valor medido pela grandeza deverá ser sempre maior do que a dose efectiva nesse mesmo ponto, de modo a ser possível existir uma avaliação eficaz da dose efectiva nesse mesmo ponto. Para a monitorização individual, existem assim as seguintes relações:

$$E \approx H_p(10)$$

$$H_{\text{extremidades}} \approx H_p(0,07)$$

$$H_{\text{cristalino}} \approx H_p(3)$$

III.4 Coeficientes de Interação

Os processos de interacção ocorrem entre a radiação e a matéria. Numa interacção, a energia e a direcção da partícula incidente é alterada ou a partícula é absorvida. A interacção pode ser seguida da emissão de uma ou mais partículas secundárias. A probabilidade de ocorrência dessas interacções é caracterizada pelos coeficientes de interacção. Estes referem-se a um processo de interacção específico, tipo e energia da radiação, alvo ou material.

O coeficiente de interacção fundamental é a secção eficaz. Todos os outros coeficientes de interacção podem ser expressos em função da secção eficaz. A secção eficaz, σ , de uma entidade alvo, para uma interacção particular produzida por partículas incidentes carregadas ou não carregadas, é o quociente de P por Φ , onde P é a probabilidade dessa interacção para uma dada entidade alvo quando sujeita à fluência de partículas, Φ . Assim, $\sigma = \frac{P}{\Phi}$. Exprime-se em m^2 . Uma unidade especial usada para a secção eficaz é o *barn*, definida por $1 b = 10^{-28} m = 100 fm^2$.

A descrição total de um processo de interacção requer o conhecimento das distribuições das secções eficazes em termos da energia e direcção de todas as partículas emergentes

resultantes da interacção. Essas distribuições, por vezes designadas de secções eficazes diferenciais, são obtidas através de diferenciações de σ com respeito à energia e ângulo sólido.

Se as partículas incidentes de um dado tipo e energia podem sofrer diferentes e independentes tipos de interacção com uma dada entidade, a secção eficaz resultante, também designada secção eficaz total, σ , é expressa pela soma das secções eficazes componentes, σ_j , isto é,

$$\sigma = \sum_j \sigma_j = \frac{1}{\Phi} \sum_j P_j$$

onde P_j é a probabilidade de uma interacção do tipo j para uma entidade alvo quando submetida à fluência de partículas Φ e, σ_j , é a componente de secção eficaz correspondente à interacção j .

O coeficiente de atenuação mássico, μ/ρ , de um material, para partículas não carregadas, é dado por:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{dN}{dl} \frac{1}{N}$$

onde $\frac{dN}{N}$ é a fracção de partículas que experimenta interacções atravessando uma distância dl num material de densidade ρ . Exprime – se em $m^2.kg^{-1}$. O parâmetro μ é o coeficiente de atenuação linear. A probabilidade de numa incidência normal uma partícula sofrer uma interacção num material de espessura dl é $\mu.dl$. O recíproco do coeficiente de atenuação linear é o livre caminho médio de uma partícula não carregada. O coeficiente de atenuação linear, μ , depende da densidade, ρ , de um absorvedor. A sua dependência é largamente removida através do uso do coeficiente de atenuação mássico, μ/ρ .

O coeficiente mássico de transferência de energia, μ_{tr}/ρ , de um material, é dado por:

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{dR_{tr}}{dl} \frac{1}{R}$$

onde $\frac{dR_{tr}}{R}$ é a fracção da energia radiante incidente que é transferida em interacções sob a forma de energia cinética para partículas carregadas, atravessando uma distância dl num material de densidade ρ . As unidades são o $m^2.kg^{-1}$.

Em cálculos relativos a fotões, a energia de ligação é usualmente incluída no coeficiente mássico de transferência de energia. O poder mássico de paragem, S/ρ , de um material, para partículas carregadas, é dado por:

$$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dl}$$

onde dE é a energia perdida por uma partícula carregada atravessando uma distância dl num material de densidade ρ . Exprime-se em $J.m^{-2}.kg^{-1}$.

A energia E pode ser expressa em eV e, conseqüentemente, o poder mássico de paragem pode ser expresso em $eV.m^{-2}.kg^{-1}$. O poder mássico de paragem pode ser igualmente expresso como uma soma de componentes independentes por:

$$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dl} \right)_{el} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dl} \right)_{rad} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dl} \right)_{nuc}$$

Onde,

$\frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dl} \right)_{el} = \frac{1}{\rho} S_{el}$ é o poder mássico electrónico de paragem devido a colisões com os electrões.

$\frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dl} \right)_{rad} = \frac{1}{\rho} S_{rad}$ é o poder mássico radiativo de paragem devido à emissão de Bremsstrahlung nos campos eléctricos do núcleo atómico ou electrões atómicos.

$\frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dl} \right)_{nuc} = \frac{1}{\rho} S_{nuc}$ é o poder mássico nuclear de paragem devido às colisões coulombianas onde a energia recolhida é transferida para os átomos.

A transferência linear de energia (LET), L_{Δ} , de um material, para partículas carregadas, é o quociente de dE_{Δ} por dl , onde dE_{Δ} é a energia perdida por uma partícula carregada devido a colisões electrónicas atravessando uma distância dl , menos a soma das energias cinéticas de todos os electrões libertados, com energia cinética em excesso de Δ . Logo, $L_{\Delta} = \frac{dE_{\Delta}}{dl}$. A sua unidade é o $J.m^{-1}$.

III.5 Princípios da protecção radiológica

A protecção radiológica baseia-se em três princípios fundamentais: o princípio da justificação, o princípio da optimização e o princípio da limitação de doses.

Na última recomendação da ICRP (Publicação 103, 2007) estes princípios são clarificados na sua aplicação a fontes de radiação e ao indivíduo, em todas as situações controláveis. Desta forma, dois dos princípios aplicam-se a todas as situações de exposição e estão relacionados com as fontes e o terceiro relaciona-se com o indivíduo em situações de exposição planeada.

O princípio da justificação afirma que qualquer decisão que altere as situações de exposição à radiação (por exemplo, introdução de uma nova fonte) deve acarretar um claro benefício para a sociedade ou para os indivíduos expostos de forma a compensar o perigo que advém da exposição.

O princípio da optimização diz que relativamente a qualquer prática, o número de pessoas expostas e a probabilidade de ocorrerem exposições devem ser tão baixos quanto razoavelmente possível, tendo em conta factores económicos e sociais, tal como afirma o conceito ALARA - *as low as reasonably achievable*.

No princípio da limitação de doses, aplicado a indivíduos em casos de exposições planeadas, a exposição de indivíduos deve estar sujeita aos limites de dose ou controlo de risco, pelo que as doses recebidas decorrentes das exposições planeadas não deverão exceder os limites recomendados.

III.6 Limites de dose

Os limites de dose aplicam-se apenas a situações de exposição planeada mas não se aplicam à exposição médica de pacientes. Na Publicação 60 (ICRP, 1991), foram recomendados limites para exposições ocupacionais e para membros do público, limites estes que se mantêm inalterados na Publicação 103 (ICRP, 2007). Desta forma, as recomendações para os limites de dose continuam a providenciar níveis apropriados de protecção. A tabela 3.1 mostra os valores dos limites de dose recomendados pela ICRP.

Dentro de uma categoria de exposição, ocupacional ou público, os limites de dose aplicam-se ao somatório das exposições a fontes relacionadas com práticas que já estão justificadas.

Tipo de limite	Ocupacional	Público
Dose efectiva	20 mSv por ano, valor médio sobre períodos definidos de 5 anos	1 m Sv num ano
Dose equivalente anual:		
Lentes do olho	150 mSv	15 mSv
Pele	500 mSv	50 mSv
Pés e mãos	500 mSv	-

Tabela 3.3) Limites de dose anual recomendados pela ICRP, em situações de exposição planeada.

Na exposição ocupacional, a ICRP recomenda que o limite de dose seja expresso em termos de dose efectiva com valor de 20 mSv por ano, valor médio sobre períodos de 5 anos, não devendo exceder 100 mSv num período consecutivo de 5 anos (100 mSv em 5 anos). A dose efectiva não deverá ultrapassar o valor de 50 mSv num único ano.

Na exposição de membros do público, a ICRP recomenda que o limite deve ser expresso em termos de dose efectiva com o valor de 1 mSv por ano. No entanto, este valor pode ser superior em determinadas circunstâncias, desde que a média sobre o período de 5 anos não exceda 1 mSv por ano.

Capítulo IV

Equipamento Experimental

IV.1 Introdução

Uma câmara de ionização é um dispositivo que mede a grandeza equivalente de dose individual, sendo utilizada em vários laboratórios de metrologia como padrão secundário. Idealmente, estas câmaras para medição directa de $H_p(10)$ devem ser independentes da energia da radiação, pois existem nos vários laboratórios pequenas diferenças espectrais para a mesma qualidade de radiação. Neste capítulo serão apresentadas as vantagens de utilização das câmaras de ionização para medição directa da grandeza $H_p(10)$, descrição do seu funcionamento e método de determinação da grandeza equivalente de dose individual. Far-se-á ainda uma identificação das dimensões e características da câmara existente no LMRI, a qual passa a ser designada de $H_p(10)_0$. Serão ainda descritos os feixes de radiação de raios-X existentes no LMRI bem como o sistema de irradiação de raios-X utilizado experimentalmente.

IV.2 Vantagens da utilização de uma câmara de ionização

De acordo com a norma internacional ISO 4037-3, o valor convencionado verdadeiro do equivalente de dose individual, $H_p(10)$, é baseado na grandeza kerma no ar, K_a . Para um fantoma, os coeficientes de conversão de K_a para $H_p(10)$ para radiação monoenergética são dados na publicação 74 da ICRP e na publicação 57 da ICRU para diferentes ângulos de incidência, α , entre o campo de fótons unidireccional e a normal à superfície do fantoma. Estes são fortemente dependentes da energia e ângulo de incidência, em particular para energia baixas de feixes de fótons. A norma ISO 4037-3 fornece os coeficientes de conversão para radiações de fótons de referência tal como especificado na norma ISO 4037-1, isto é, o espectro real de fótons produzido sobre condições experimentais padrão. Contudo, a distribuição espectral da mesma qualidade de raios-X, mas gerada por diferentes ampolas de raios-X, irá sempre mostrar pequenas diferenças. Devido à grande dependência energética dos

coeficientes de conversão especialmente para fótons de baixa energia, estas pequenas diferenças espectrais podem conduzir a variações nos coeficientes de conversão para a mesma qualidade de radiação na ordem do décimo do por cento. Assim, na norma internacional ISO 4037-3, os coeficientes de conversão de kerma no ar para equivalente de dose individual são dados com a respectiva nota: “Com estas qualidades de radiação é necessário ter cautela à medida que ocorrem variações na distribuição energética, que podem ter influência nos valores numéricos dos coeficientes de conversão”. Em vez de se considerarem as pequenas diferenças espectrais com medidas adicionais do espectro dos fótons de baixa energia usando espectrómetros sofisticados e dispendiosos, o uso de uma câmara de ionização para a medida directa de $H_p(10)$ com uma pequena dependência energética torna o processo mais simples. Com uma câmara deste género, devidamente calibrada, as medições com espectrómetros são desnecessárias, assim como os coeficientes de conversão de K_a para $H_p(10)$. [Anker99]

IV.3 Funcionamento de uma câmara de ionização

Uma câmara de ionização é um detector gasoso que utiliza a ionização produzida pela radiação ao atravessar o gás nele contido para formar um sinal eléctrico que será registado. De um modo geral, um detector deste tipo consiste em dois eléctrodos aos quais é aplicado um potencial eléctrico.

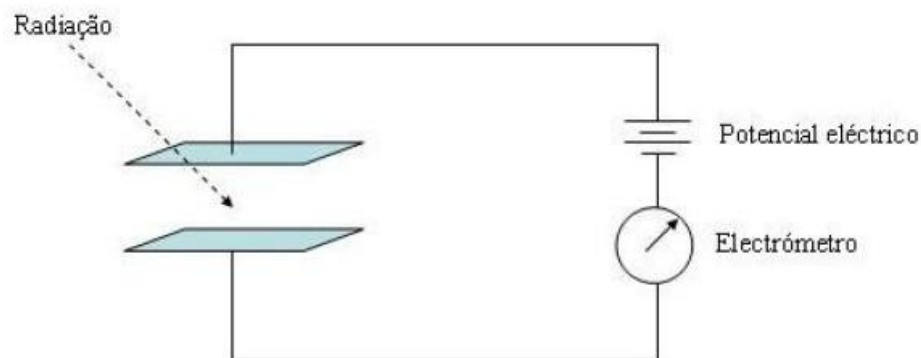


Figura 4.1) Esquema de funcionamento de um detector gasoso.

Numa câmara de ionização, a radiação atravessa o espaço entre os eléctrodos e dissipa parte ou toda a sua energia dando origem a pares electrão – ião. Tanto os electrões como os iões movem-se dentro dum campo eléctrico porque são partículas carregadas. Este movimento induz corrente nos eléctrodos que é medida pelo electrômetro. Se o potencial eléctrico for aumentado, os detectores gasosos apresentam o comportamento demonstrado na figura 4.2.

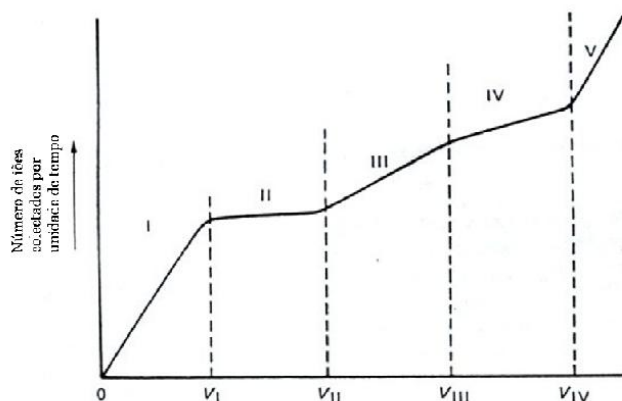


Figura 4.2) Relação entre a tensão aplicada e carga produzida para um detector gasoso.

Na região I, onde inicialmente a tensão é baixa, o campo eléctrico é fraco e os electrões e iões movem-se com velocidade baixa, fazendo com que a recombinação entre eles seja considerável. À medida que o potencial eléctrico aumenta, o campo eléctrico torna-se mais forte e a taxa de recombinação começa a diminuir, até a um ponto em que é insignificante. Assim, toda a carga criada pela radiação ionizante é colectada. A região I é denominada região de recombinação. As câmaras de ionização operam na região II. Nesta região, toda a ionização produzida é colectada sem que haja multiplicação da carga eléctrica. O sinal de saída é proporcional à energia dissipada no detector. A carga eléctrica permanece constante apesar do potencial eléctrico continuar a ser aumentado. A recombinação nesta região é nula e a ionização produzida é recolhida. A região II é denominada região de ionização. A região III é designada região proporcional e a região IV, região Geiger - Muller.

IV.4 Determinação do valor convencional verdadeiro $H_p(10)$ utilizando a câmara de ionização

Para uma qualidade de radiação R de fotões gama ou raios-X, o valor convencional verdadeiro do equivalente de dose individual num fantoma, $H_p(10; R, \alpha)$, num ângulo de incidência α , entre o feixe de radiação e a normal à superfície da câmara é dado por:

$$H_p(10; R, \alpha) = N_H \cdot k(R, \alpha) \cdot Q$$

em que N_H é o coeficiente de calibração para a qualidade de radiação N-60 e um ângulo de 0° e $k(R, \alpha)$ é o factor de correcção para a qualidade de radiação R e ângulo α . Q é a carga medida pela câmara. As unidades de $H_p(10; R, \alpha)$ e Q são, respectivamente $Sv/u.m.$ e

$C/u.m.$ no caso das qualidades de radiação da série espectral estreita de raios-X e Sv/min e C/min para as fontes radiactivas de ^{137}Cs e ^{60}Co . O parâmetro N_H é dado por:

$$N_H = h_p(10; N - 60, 0^\circ) \cdot \frac{K_a}{Q}$$

em que K_a é o valor convencionado verdadeiro de kerma no ar, $h_p(10; N - 60, 0^\circ)$ é o coeficiente de conversão de K_a para $H_p(10; N - 60, 0^\circ)$ para o fantoma para a qualidade de radiação de N-60 e $\alpha = 0^\circ$. As unidades de N_H , K_a e $h_p(10; N - 60, 0^\circ)$ são respectivamente, Sv/C , $Gy/u.m.$ no caso das qualidades de radiação da série espectral estreita de raios-X e Sv/min e Gy/min para as fontes radiactivas de ^{137}Cs e ^{60}Co e Sv/Gy .

O factor de correcção para a qualidade de radiação R e ângulo α é dado por:

$$k(R, \alpha) = \left(h_p(10, R, \alpha) \cdot \frac{K_a}{Q} \right) \cdot \frac{1}{N_H}$$

Os parâmetros $h_p(10; R, \alpha)$, N_H , K_a e Q foram definidos anteriormente. A resposta da câmara com respeito a $H_p(10)$ é recíproca ao produto de N_H por $k(R, \alpha)$.

IV.5 Descrição da câmara de ionização $H_p(10)_0$

A câmara de ionização existente no LMRI e a qual se pretende estudar é composta por dois módulos: um de medida e outro de retrodispersão. Este último é constituído por um bloco de PMMA com as dimensões de $30 \times 30 \times 12 \text{ cm}^3$ e tem como função simular as condições de retrodispersão presentes no corpo humano. O módulo de medida é composto por vários materiais, formando a câmara de ionização em si. Na primeira placa de PMMA, localizada à frente do módulo de retrodispersão existe uma cavidade cilíndrica onde se inserem os eléctrodos de recolha, que colecta o sinal eléctrico, e o eléctrodo de guarda, também feitos em PMMA e à frente dos quais está localizado o volume sensível, onde a energia é depositada. Os eléctrodos de recolha e de guarda têm as dimensões de 25 mm e 50 mm de diâmetro e 5 mm de espessura. O primeiro eléctrodo consiste num cilindro e o segundo é um anel que encaixa no primeiro. À frente da placa de PMMA onde se inserem os dois eléctrodos e se encontra o volume sensível, está o primeiro bloco de PMMA ou placa frontal de PMMA que tem as dimensões de $30 \times 30 \times 1,1 \text{ cm}^3$ onde é inserido o eléctrodo de alta tensão, que fica no interior da câmara, virado para os outros dois eléctrodos. Existe ainda na câmara de ionização, dois cilindros frontais, ambos com 1 mm de espessura e 10 e 25 mm de raio. Foi ainda colocada, à superfície da câmara de ionização, uma placa de alumínio com as dimensões de $30 \times 30 \times 0,01 \text{ cm}^3$ com um orifício no centro, onde serão introduzidos os cilindros de PMMA.

A geometria filtradora especial localizada à frente do volume sensível foi otimizada de modo a obter-se uma resposta quase constante com respeito ao $H_p(10)$ para ângulos de incidência inferiores a 75° e para energias de radiação entre 10 keV e 1400 keV. Em princípio, esta resposta constante implica que mesmo para diferentes qualidades de radiação a resposta é a mesma. Na prática, isto não é totalmente verdade para diferentes qualidades de radiação mas sim para a mesma qualidade de radiação gerada por diferentes ampolas de raios-X, que pode apresentar pequenas variações no espectro de fótons. A fraca dependência relativamente ao ângulo de incidência assegura que este comportamento se mantém para ângulos de incidência oblíquos. As dimensões dos diversos blocos da câmara de ionização são apresentadas na tabela 4.1.

Placa	Espessura (mm)	Raio (mm)	Dimensões (mmxmmxmm)
1º Cilindro de PMMA	1	10	-
2º Cilindro de PMMA	1	25	-
Placa de Alumínio	0,1	-	300x300x0,1
Placa frontal de PMMA	11	-	300x300x11
Eléctrodo de recolha	5	25	-
Eléctrodo de guarda	5	50	-
Módulo de retrodispersão	120	-	300x300x120

Tabela 4.1) Dimensões dos vários componentes da câmara existente no LMRI.

Na figura 4.3 é apresentada uma fotografia da câmara de ionização que se pretende estudar, a câmara $H_p(10)_0$, localizada no LMRI.

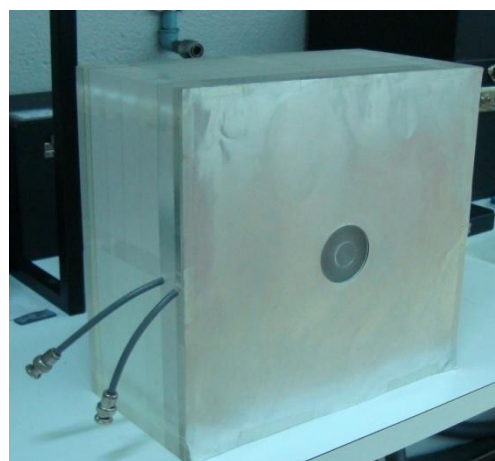


Figura 4.3) Câmara de ionização previamente existente no LMRI.

A figura 4.4 apresenta um esquema ilustrativo do módulo de medida da câmara de ionização e dos vários componentes que fazem parte desse módulo.

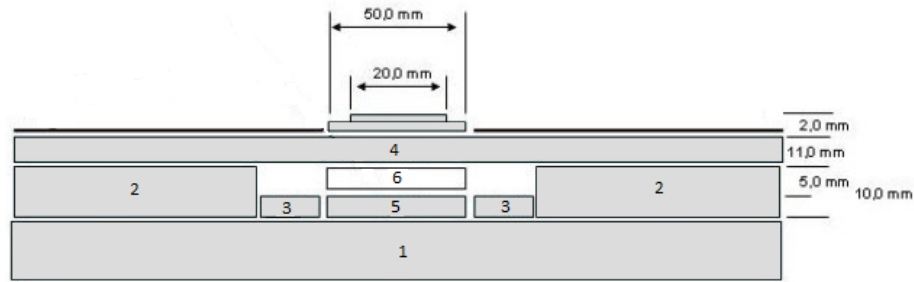


Figura 4.4) Diversos componentes do módulo de medida. Legenda: 1 – Último bloco de PMMA; 2 – PMMA junto aos electrodos; 3 – Electrodo de guarda; 4 – Placa frontal de PMMA; 5 – Electrodo de recolha; 6 – Volume sensível

IV.6 Caracterização dos feixes de radiação

O equivalente de dose individual é obtido nos laboratórios de metrologia segundo a norma ISO 4037-3. Contudo, e para que isso seja possível, é necessário caracterizar os feixes de todas as qualidades de radiação. Para isto, foi utilizada a dosimetria já existente no Laboratório.

IV.6.1 HVL's das qualidades de radiação da série narrow

Os HVL's foram obtidos para as qualidades de radiação N-30, N-40, N-60, N-80, N-100 e N-120, cujas características estão expressas na norma ISO 4037-1. Para a sua obtenção recorreu-se à utilização de uma câmara de ionização de transmissão, que se encontra associada a um sistema de irradiação. As características dos HVL's obtidos no LMRIR são expostas na tabela 4.2.

Qualidade da radiação	Energia Média (keV)	Potencial do tubo (kV)	Filtração adicional (mm)			1º HVL LMRIR (mm)	1º HVL ISO 4037-1 (mm)
			Sn	Cu	Al		
N-30	24	30			4	1,17	1,15
N-40	33	40		0,21		0,085	0,084
N-60	48	60		0,6		0,23	0,24
N-80	65	80		2		0,61	0,58
N-100	83	100		5		1,15	1,11
N-120	100	120	1	5		1,73	1,71

Tabela 4.2) Características dos HVL's obtidos no LMRI para as qualidades de radiação utilizadas neste trabalho.

Os HVL's calculados para as qualidades de radiação descritas na norma ISO 4037-1, existentes no laboratório, estão dentro dos limites de $\pm 5\%$.

IV.6.2 Dosimetria das qualidades de radiação da série narrow

Foi previamente realizada a dosimetria em kerma no ar, para as qualidades de radiação N-30, N-40, N-60, N-80, N-100 e N-120, utilizando para o efeito o padrão secundário, que é a câmara de ionização da marca OFZ, modelo LS-01, número de série 113. O feixe de radiação foi monitorizado através de uma câmara de ionização de transmissão que está associada a um sistema de irradiação de raios x. A partir dos resultados obtidos, determinou-se o valor convencionado verdadeiro de kerma no ar para 2 metros de distância. Os valores convencionados verdadeiros de kerma no ar para 2 metros de distância e os valores convencionados verdadeiros de $H_p(10)$ estão apresentados nas tabelas 4.3 e 4.4.

Qualidade de radiação	Distância (m)	Kerma no ar por 1,000 unidades de monitor (mGy/u.m.)		Incerteza (%) (k=2)
N-30	2	0,298		2,3
N-40	2	0,284		2,3
N-60	2	0,312		1,6
N-80	2	0,265		1,6
N-100	2	0,204		1,6
N-120	2	0,164		1,6

Tabela 4.3) Valores convencionados verdadeiros de kerma no ar.

Qualidade de radiação	Distância (m)	Coeficiente de conversão para 0°, $h_p(10; R, 0^\circ)$ (Sv/Gy)	Equivalente de dose individual $H_p(10)$ (mSv/u.m.)	Incerteza (%) (k=2)
N-30	2	0,79	0,235	4,6
N-40	2	1,17	0,332	4,6
N-60	2	1,65	0,515	4,3
N-80	2	1,88	0,498	4,3
N-100	2	1,88	0,384	4,3
N-120	2	1,81	0,297	4,3

Tabela 4.4) Valores convencionados verdadeiros de $H_p(10)$ para 0°.

Os valores de $H_p(10)$ para os outros ângulos de incidência foram calculados pela multiplicação do valor verdadeiro de kerma no ar pelo coeficiente de conversão para esse ângulo, para a mesma qualidade de radiação.

IV.6.3 Sistema de irradiação de raios-X

O sistema de irradiação de raios-X utilizado neste trabalho é semelhante ao representado na figura 4.5.

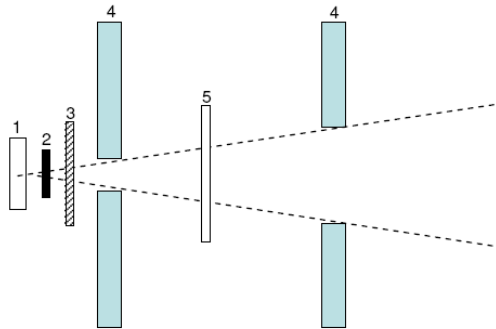


Figura 4.5) Esquema de um sistema de irradiação de raios-X. Legenda: 1 - Ampola de raios-X; 2 – Obturador; 3 – Filtração adicional; 4 – Colimador de chumbo; 5 – Câmara de ionização para monitorização de feixe de radiação.

Um feixe de raios-X, antes de chegar à superfície da câmara de ionização, atravessa um sistema de irradiação tal como o descrito na figura anterior. A câmara de ionização monitor é utilizada para normalizar a dose para os valores de kerma que são apresentados na dosimetria. Assim, para o caso dos raios-X, às medidas eléctricas, além de ser necessária uma correcção para a pressão e temperatura padrão, é igualmente necessária uma correcção para as unidades monitor, de modo a normalizar as medidas eléctricas para o valor convencional verdadeiro de kerma no ar a 2 metros de distância.

Capítulo V

Métodos de Monte Carlo

V.1 Introdução

Nos problemas físicos e químicos, uma correcta abordagem matemática é essencial para a resolução do problema, sendo essa muitas vezes limitada. Por esse motivo, recorre-se frequentemente a modelos simplificados.

A evolução dos sistemas computacionais permitiu desenvolver muito as capacidades de cálculo facilitando a simulação de sistemas de razoável grau de dificuldade. Em vários ramos da ciência a simulação por computador traz várias vantagens, entre as quais a possibilidade de estudar sistemas complexos ainda não tratados com métodos analíticos, e vislumbrar o seu comportamento e comparar modelos com a experiência permitindo a avaliação desses mesmos modelos.

Existem dois métodos de simulação computacional, o método determinístico e o método estocástico. O primeiro resolve, numericamente, a equação que trata a física do problema. O segundo baseia-se em fundamentos desenvolvidos na teoria das probabilidades e mecânica estatística, permitindo não só o tratamento dos problemas aparentemente probabilísticos na sua natureza mas também problemas aparentemente determinísticos. A técnica de Monte Carlo é um método inerentemente estocástico, que calcula os valores médios das grandezas. O uso da simulação por métodos Monte Carlo foi pela primeira vez introduzida em 1873, envolvendo um método para o cálculo da constante π . Contudo, o termo Monte Carlo popularizou-se durante a segunda guerra mundial por von Neumann aquando de um projecto secreto de Los Alamos respeitante à difusão de neutrões e reflecte a ideia que uma roleta pode ser utilizada para determinar a absorção neutrónica.

O Método de Monte Carlo é uma técnica numérica que serve de base à simulação de um sistema físico, químico, biológico ou económico e pode ser considerado como um esquema de duas entradas e uma saída. As entradas são as fontes de números aleatórios e a distribuição de probabilidades que gerem o acontecimento alvo. A saída é o resultado da amostragem aleatória da distribuição de probabilidades que é examinada. Um conceito vital nos métodos estocásticos é o de “percurso aleatório”. Se for simulado o transporte de fotões na matéria isso

implica que um dado acontecimento depende apenas da probabilidade desse acontecimento e não da história do fóton.

V.2 Transporte de fótons e electrões

Os diversos códigos de Monte Carlo usados no contexto da dosimetria das radiações podem, em geral, assumir diferentes modos de transporte da energia, que estão relacionados com o tipo de partículas consideradas (fóton, electrão ou fóton + electrão).

Quando o modo fóton é escolhido, é assumido que os electrões gerados através das diferentes interacções depositam a sua energia localmente, o que significa que o processo de simulação torna-se bastante simples. As interacções dos fótons são, assim, descritas considerando a função de atenuação exponencial correcta, e a distribuição cumulativa correspondente, que são usadas para calcular a distância s entre interacções num meio (comprimento do trajecto):

$$s = -\lambda \ln(1 - \zeta)$$

Onde λ é o livre percurso médio para a energia do fóton no início do trajecto e ζ é um número aleatório uniformemente distribuído compreendido no intervalo $[0,1[$.

Determinado o ponto de interacção, outro número aleatório, ζ_1 , é usado para determinar o tipo de interacção (efeito fotoeléctrico, dispersão de Compton, produção de pares e dispersão de Rayleigh). Isto é conseguido através do cálculo das razões entre uma única secção eficaz de cada tipo de interacção (que depende do meio de atenuação e energia do fóton) e a secção eficaz total da interacção, de acordo com:

$$\sum_{i=1}^{j-1} p_i = P_{j-1} \leq \zeta_1 < \sum_{i=1}^j p_i = P_j$$

onde p_i são as probabilidades relativas de cada tipo de interacção e P_i é a probabilidade cumulativa correspondente.

Os coeficientes de atenuação parcial para o efeito fotoeléctrico, τ , dispersão de Compton, σ_{incoe} , dispersão de Rayleigh, σ_{coe} , e produção de pares, κ , são tabuladas para diferentes energias e materiais. A sua soma correspondente,

$$\mu = \tau + \sigma_{incoe} + \sigma_{coe} + \kappa$$

é designada de coeficiente de atenuação linear ou, dividida pela densidade, coeficiente de atenuação mássico. Para seleccionar o tipo de interacção, o número aleatório uniformemente distribuído, ζ , é amostrado. Se $\zeta < \tau/\mu$, o efeito fotoeléctrico é seleccionado; se não, as condições seguintes são testadas:

$$\zeta < \frac{\tau + \sigma_{incoh}}{\mu}$$

$$\zeta < \frac{\tau + \sigma_{incoh} + \sigma_{coh}}{\mu}$$

Se nenhuma destas condições é conseguida, a produção de pares é seleccionada, apenas se a energia do fotão está abaixo dos 1,022 MeV. Caso contrário, ocorre a dispersão de Rayleigh.

É igualmente importante salientar que em ambos os fenómenos de dispersão, o fotão incidente emerge da interacção com uma direcção diferente. No caso da interacção de Compton, uma nova direcção pode ser calculada usando a secção eficaz diferencial de Klein-Nishina:

$$d_e \sigma(\theta) = \left(\frac{r_0^2}{2}\right) \left(\frac{\lambda}{\lambda'}\right)^2 \left(\frac{\lambda}{\lambda'} + \frac{\lambda'}{\lambda} - \sin^2 \theta\right) d\Omega$$

Onde θ é o ângulo de dispersão do fotão relativamente ao caminho incidente e λ e λ' os comprimentos de onda correspondentes antes e depois da interacção, respectivamente. A amostragem do ângulo de dispersão é feita a partir da distribuição normalizada da equação atrás descrita, a seguir ao cálculo do parâmetro de transferência do momento $p = (\sin \theta / 2) / \lambda$. Se o número aleatório, ζ , verifica a condição

$$\zeta < \frac{S(p, Z)}{S_{max}(p, Z)}$$

na qual $S(p, Z)$ é o factor de dispersão incoerente e Z é o número atómico, θ é aceite; caso contrário, um novo ângulo de dispersão é amostrado.

No caso da dispersão coerente, é aplicado o mesmo princípio, desta vez considerando a secção eficaz de Thomson, $\sigma_{Th}(\theta)$, multiplicado pelo factor de forma atómico, $F(p, Z)$:

$$d_a \sigma(\theta) = \left(\frac{r_0^2}{2}\right) (1 + \cos^2 \theta) F^2(p, Z) 2\pi \sin \theta d\theta$$

na qual

$$\sigma_{Th} = \left(\frac{r_0^2}{2}\right) (1 + \cos^2 \theta)$$

$\sigma_{Th}(\theta)$ é o limite da secção eficaz diferencial de Klein-Nishina de um electrão livre. O factor $F(p, Z)$ representa a probabilidade de o momento ser absorvido por todos os electrões atómicos sem absorção de energia. O ângulo de dispersão pode ser calculado e aceite se a relação seguinte se mantiver verdadeira:

$$\zeta < G(\theta)$$

onde $G(\theta)$ é a função do alcance fixo calculado a partir da função densidade de probabilidade do fóton sendo disperso dentro do intervalo $d\theta$ à volta de θ .

Quando o modo electrão é escolhido, a complexidade associada ao cálculo do transporte de electrões é considerada maior do que no caso do modo fóton. O aumento da complexidade é devido ao facto de o número de interacções requerido de modo a desacelerar um electrão, e a quantidade de partículas que gera (raios-X de Bremsstrahlung) ou conjuntos em movimento durante o processo (outros electrões) poder ser grande. Por exemplo, a desaceleração de um electrão de 0,5 MeV para 1 KeV, em alumínio, requer aproximadamente 10^4 colisões; assim, a simulação de uma cascata electromagnética completa poderia requerer manter o percurso de todas as partículas geradas, proporcionando uma simulação computacional proibitivamente longa. Esta dificuldade motivou o desenvolvimento do que é designado técnicas da história condensada (CHT's), por Berger, em 1963, também designadas de técnicas macroscópicas, em oposição à história detalhada ou técnicas microscópicas (DHT's).

O poder de paragem colisional restrito do electrão, ou seja, a perda de energia por comprimento de caminho é dado pela expressão:

$$-\left(\frac{dE}{ds}\right)_{\epsilon_m} = NZC \left(\ln \left\langle E^2 \frac{(\tau + 2)}{2I^2} \right\rangle + f^-(\tau, \epsilon_m) - \delta \right)$$

onde ϵ é a transferência de energia fraccional, ϵ_m é um valor máximo arbitrário da transferência de energia, I é a ionização potencial média nas mesmas unidades do que E , τ é a energia cinética do electrão em unidades de massa em repouso do electrão, δ é o termo de correcção do efeito de densidade (relacionado com a polarização do meio), Z é o número atómico médio do meio, N é a densidade atómica do meio expresso em cm^{-3} . O coeficiente C é dado por:

$$C = \frac{(2\pi e^4)}{mv^2}$$

com e , m e v a carga, massa em repouso e velocidade do electrão, respectivamente. A função $f^-(\tau, \epsilon_m)$ é dada por:

$$\begin{aligned} f^-(\tau, \epsilon_m) = & -1 - \beta^2 + \left(\frac{\tau}{\tau + 1}\right)^2 \left(\frac{\epsilon_m^2}{2}\right) + \frac{2\tau + 1}{(\tau + 1)^2} \ln(1 - \epsilon_m) + \ln(4\epsilon_m(1 - \epsilon_m)) \\ & + \left(\frac{1}{1 - \epsilon_m}\right) \end{aligned}$$

com $\beta = v/c$.

V.3 Técnicas da história condensada

No caso do transporte de electrões, as técnicas da história condensada utilizam o facto de a maioria das interacções dos electrões resultarem em mudanças extremamente pequenas na energia e direcção. Assim, as interacções dos electrões são classificadas em grupos, de acordo com a distância percorrida (s), energia (E), direcção (u) e posição (r). A distância percorrida pela partícula pode tomar valores no conjunto $\{s_0, s_1, s_2, \dots, s_n\}$, a energia no conjunto $\{E_0, E_1, E_2, \dots, E_n\}$ e assim sucessivamente.

Cada grupo é caracterizado pela combinação de valores destas propriedades físicas, o que implica que isso conta para o agregado dos efeitos de dispersão no caminho do electrão, providenciando assim uma imagem macroscópica do processo físico.

Apesar das técnicas da história condensada serem primeiramente aplicadas ao transporte de electrões, elas também podem ser aplicadas ao transporte de fótons. Em ambos os casos, a redução no tempo de simulação é conseguida através do uso de aproximações às variáveis físicas que são importantes para descrever a interacção da radiação com a matéria. Contudo, o mesmo objectivo pode ser atingido através do uso de outro conjunto de técnicas, denominadas técnicas de redução de variância.

V.4 Técnicas de redução de variância

Em dosimetria, através dos métodos Monte Carlo, os resultados são obtidos através da média de contribuições individuais fornecidas por múltiplos ensaios, o que é o mesmo que dizer, através dos milhões de eventos que são gerados. O desvio padrão do resultado pode ser igualmente estimado, o que providencia uma provisão do número de eventos necessários de modo a obter um erro estatístico abaixo de um dado limiar. Contudo, em alguns casos, as simulações de Monte Carlo podem ser muito demoradas. Neste caso, as técnicas de redução de variância podem ser aplicadas. As técnicas de redução de variância foram desenvolvidas de modo a aumentar a eficiência da simulação. Estas técnicas baseiam-se no cálculo do peso da história das partículas, w , que representa a probabilidade que a partícula tem de passar por uma história particular de eventos. Deste modo, w é calculado através da razão entre a verdadeira densidade de probabilidade e a densidade de probabilidade fictícia pelas quais a partícula passa numa série específica de eventos. De acordo com *ljungberg et al* (1998), as técnicas de redução de variância baseiam-se de um modo geral na execução das seguintes tarefas: (1) enriquecem as histórias geradas com aqueles que dão origem aos eventos

detectados, (2) ajustam os pesos W correctamente e (3) asseguram que os pesos finais não variam muito bruscamente.

V.5 MCNPX

O código MCNP (Monte Carlo neutron - Photon code), que é mantido pela equipa de física aplicada no Laboratório Nacional de Los Alamos, foi originalmente desenhado como um código de transporte de neutrões – fotões usado para cálculos do reactor. A primeira versão, MCNP1A, data de Agosto de 1977. Apesar do seu pacote geométrico poderoso, o código MCNP tem incorporado um novo pacote para o transporte de electrões que motivou a alteração de MCNP para MCNPX (Monte Carlo para N-Partículas X).

V.5.1 Transporte de energia

Em relação ao transporte de fotões, o MCNPX usa dois modelos, conhecidos como modelos simples e detalhados. O primeiro é usado para energias acima de um dado limiar (100 MeV por defeito), não tem em conta a existência de fluorescência a seguir à interacção, trata a absorção fotoeléctrica como uma pura absorção e os electrões como estando livres para a dispersão de Compton e não tem em conta a dispersão de Rayleigh. O modelo detalhado tem em conta a possibilidade da existência de fluorescência. A interacção fotoeléctrica pode dar origem a 0,1 ou 2 fotões de fluorescência deixando o átomo ionizado ou num estado excitado. Os factores de forma contam para os efeitos de blindagem do electrão na dispersão de Compton e a dispersão de Rayleigh é considerada. Relativamente à produção de pares, ambos os modelos são definidos da mesma maneira.

No caso do transporte de electrões, o MCNPX não calcula o termo f^- de acordo com a expressão anteriormente descrita, mas sim assume uma versão simplificada dada por:

$$f^-(\tau, \epsilon_m) = -\beta^2 + (1 - \ln 2) + \left(\frac{1}{8} + \ln 2\right) \left(\frac{\tau}{\tau + 1}\right)^2$$

Que é justificada pelo facto de os eventos da colisão poderem ser tratados como independentes, de um modo probabilístico, assumindo que o valor de σ_m é $1/2$. A última condição implica que durante a colisão, os dois electrões são indistinguíveis.

V.5.2 Geometria

A geometria de um problema pode ser especificada usando diferentes blocos de *input*, tais como a célula e a superfície. Estes blocos de *input* podem ser definidos por diversos parâmetros, que especificam o número da entidade, as suas dimensões e orientações relativas no espaço cartesiano, o material correspondente e densidade ou outras propriedades.

No caso das células, estas podem ser definidas pela intercepção dos volumes limitados pelas diferentes superfícies. Por outro lado, as superfícies podem ser definidas por equações, pontos ou macro - corpos, que consistem em formas pré – definidas tais como caixas ortogonais arbitrariamente orientadas (box), paralelepípedos rectangulares (rpp), esferas (sph), elipsóides (ell) e muitos outros.

V.5.3 Materiais

Os materiais são especificados por vários parâmetros, que incluem o número atómico, peso atómico, composição. As propriedades de um dado material podem ser definidas relativamente a diferentes propriedades físicas, tais como a dispersão de neutrões térmicos e secção eficaz.

V.5.4 Física

A física de um problema é definida de várias maneiras, que incluem o modo (E para os electrões, P para os fotões e N para os neutrões), as energias de corte ou mesmo o tempo da simulação.

V.5.5 Tallies

Os programas de Monte Carlo usados em dosimetria permitem a determinação de várias grandezas físicas através de uma funcionalidade denominada tally. A tabela seguinte apresenta os tallies que são utilizados em MCNPX:

Designação do Tally	Descrição	Unidades <i>F_n</i>	Unidades <i>* F_n</i>
F1	Corrente integrada sobre uma superfície	<i>partícula</i>	<i>MeV</i>
F2	Fluxo médio sobre uma superfície	<i>partícula/cm²</i>	<i>MeV/cm²</i>
F4	Fluxo médio sobre um volume	<i>partícula/cm²</i>	<i>MeV/cm²</i>
F6	Deposição média de energia sobre uma célula	<i>MeV/g</i>	<i>jerks/g</i>
F8	Distribuição de pulsos de energia criados num detector pela radiação	<i>pulsos</i>	<i>MeV</i>

Tabela 5.1) Tallies utilizados em MCNPX.

V.6 Cálculo da energia depositada utilizando o código MCNPX

O MCNPX, código de Monte Carlo utilizado, calcula a energia depositada, que é igual à energia radiante de todas as partículas ionizantes carregadas e não carregadas que entram no volume, menos a energia radiante de todas as partículas ionizantes carregadas e não carregadas que saem do volume, mais a soma de todas as alterações de energia de repouso do núcleo e partículas elementares que ocorrem no volume (J). Contudo, a medida que obtemos na câmara de ionização é a carga eléctrica (C). Para relacionarmos as duas grandezas, é necessário encontrar uma relação entre ambas. Sabendo que a energia necessária para obter um par electrão – ião é $W = 33,97J/C$, ficamos a saber que existe uma relação entre a energia depositada e a carga eléctrica. No entanto, apesar de ser possível prever qual o número de partículas que saem da fonte no caso dos isótopos radioactivos ^{137}Cs e ^{60}Co , é difícil prevê – lo no caso dos feixes de raios-X. Sabemos que existe uma proporcionalidade entre a energia depositada e a carga eléctrica, contudo não é possível estimar um número correcto de partículas que incidem no volume sensível no caso dos raios-X. Para o caso dos raios-X, a análise da energia depositada tem como objectivo estimar a variação da carga eléctrica obtida experimentalmente.

No MCNPX, o tally *F6* calcula a deposição de energia ao longo de um percurso, sendo obtido através da equação:

$$F6 = \frac{\rho_a}{\rho_g} \int_V \int_t \int_E H(E) \Phi(\vec{r}, E, t) dE dt \frac{dV}{V} \quad \text{MeV/g}$$

onde ρ_a é densidade atómica (átomo / barn-cm), ρ_g é a densidade (g/cm³) do material e $H(E)$ é dada por $\sigma_T(E)H_{avg}(E)$, onde, $H_{avg}(E) = \sum_{i=1}^3 p_i(E) \times (E - \bar{E}_{out})$ (i=1 para dispersão coerente, i=2 para produção de pares e i=3 para efeito fotoeléctrico). Para a câmara $H_p(10)_0$,

a energia depositada calculada pelo Tally *F6* em função da energia é representada na figura 5.1.

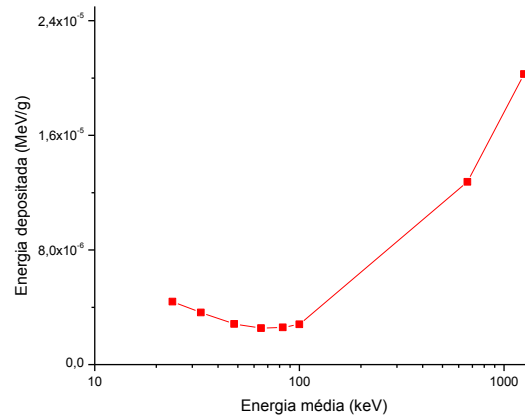


Figura 5.1) Energia depositada em função da energia média para a câmara $H_p(10)_0$.

O tally *F6* é calculado pela convolução do fluxo energético com o coeficiente mássico de absorção. O fluxo num volume é dado pelo tally *F4* e o resultado surge em partícula / cm².

O fluxo de partículas é definido como $\Phi(\vec{r}, E, t) = vN(\vec{r}, E, t)$, onde v é a velocidade da partícula e N é a densidade de partículas que é igual ao peso da partícula por unidade de volume. Sabendo-se que $ds = vdt$, o fluxo num volume é dado por:

$$F4 = \int_V \int_t \int_E \Phi(\vec{r}, E, t) dE dt \frac{dV}{V} = \int_V \int_E \int_s N(\vec{r}, E, t) ds dE \frac{dV}{V} = \frac{Wvt}{V} = \frac{WT_l}{V}$$

Como $N(\vec{r}, E, t)$ é a densidade do comprimento do percurso, o MCNP estima o integral sumando os valores de $\frac{WT_l}{V}$ para todas as partículas na célula, intervalo de tempo e energia. [JFB93]

As figuras 5.2, 5.3 e 5.4 representam, respectivamente, o fluxo, fluxo energético e coeficientes mássicos de absorção em função da energia para a câmara $H_p(10)_0$.

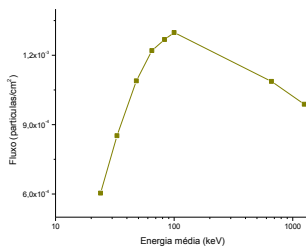


Figura 5.2) Fluxo em função da energia média para a câmara $H_p(10)_0$.

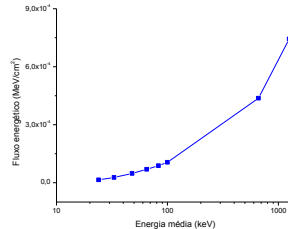


Figura 5.3) Fluxo energético em função da energia média para a câmara $H_p(10)_0$.

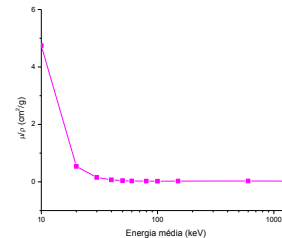


Figura 5.4) Coeficientes mássicos de absorção de energia em função da energia média (ar) para a câmara $H_p(10)_0$. [WWW01]

V.7 Simulação da câmara de ionização

A grandeza equivalente de dose individual é obtida, num laboratório de metrologia, através do auxílio de um fantoma homogéneo que tem como objectivo simular as condições de retrodispersão do corpo humano quando sujeito a irradiações por parte de fontes externas. Para compreender a resposta da câmara e posterior optimização simulou-se a resposta da câmara com MCNPX. Para isso, utilizou-se uma fonte homogénea, plana, com as dimensões da superfície frontal da câmara, de modo a poder obter-se uma irradiação total da câmara de ionização. Os espectros utilizados para a simulação das fontes foram retirados, no caso do raios-X, da base de dados do laboratório alemão PTB [WWW02] e são os espectros mais parecidos com aqueles que são produzidos no LMRI (ver anexo 2).

Capítulo VI

Estudo da Influência dos vários Componentes da câmara de ionização na $E_{depositada}$ por simulação de Monte Carlo

VI.1 Introdução

Neste capítulo são apresentados os estudos, efectuados por simulação de Monte Carlo, da influência dos vários componentes da câmara na energia depositada. Desta forma, fez-se variar as dimensões e materiais dos vários componentes da câmara com o objectivo de verificar qual a sua importância para a energia depositada no volume sensível. Este estudo tem como objectivo aprofundar o conhecimento do funcionamento da câmara e identificação dos componentes mais preponderantes na sua resposta. Foi estudada a influência das dimensões exteriores na energia depositada, influência da placa frontal de PMMA, influência da placa de alumínio, raio do volume sensível, raio do eléctrodo de guarda, influência dos cilindros frontais, substituição da placa de alumínio por uma placa de cobre e estudo da variação da energia depositada com placa de cobre fazendo variar o raio do volume sensível.

VI.2 Utilização do tally $F6$ para calcular a energia depositada

O objectivo dos estudos de simulação envolvendo métodos de Monte Carlo é conseguir compreender os processos físicos associados à passagem de um fluxo de fótons pela superfície da câmara de ionização e ser possível comparar os resultados experimentais com os resultados obtidos por simulação.

O MCNPX, código de Monte Carlo utilizado, calcula a energia depositada, que é representada através do tally $F6$, expresso como a energia depositada por partícula emitida. Contudo, apesar de ser possível, no caso dos isótopos radioactivos ^{137}Cs e ^{60}Co , prever qual o número de partículas por unidade de tempo que são emitidos pela fonte, é difícil estimar o número de partículas no caso dos feixes de raios-X. Assim, uma correcta comparação da

energia depositada com a carga eléctrica deverá ser feita para cada qualidade de radiação, e normalizando as medidas para 0° , de modo a ser possível comparar a variação da energia depositada e carga eléctrica para o mesmo número de partículas.

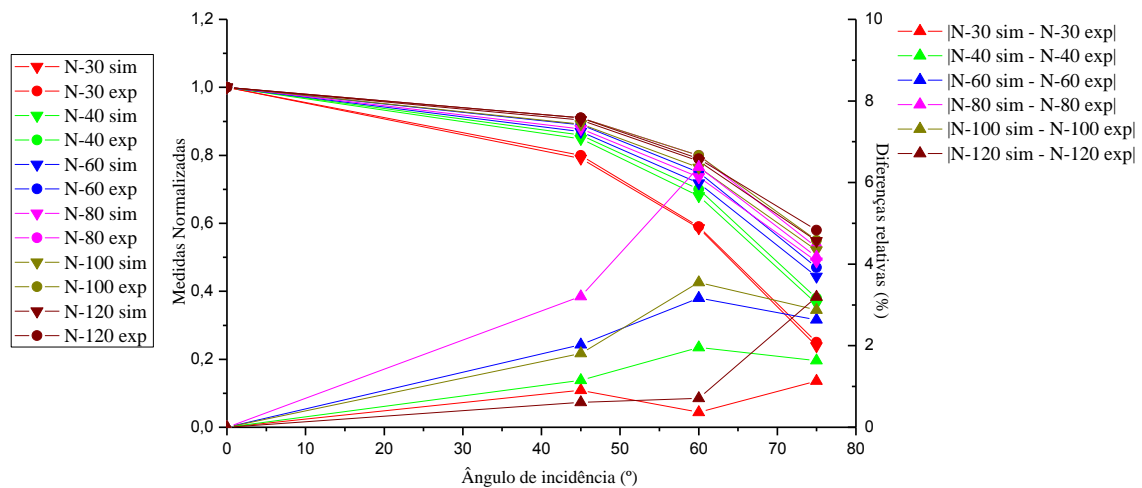


Figura 6.1) Medidas normalizadas, para um ângulo de incidência de 0° , dos valores simulados com o tally F6 e experimentais obtidos no LMRI [JC2004].

De modo a comparar a energia depositada calculada por simulação com a carga eléctrica medida experimentalmente, foi necessário recorrer-se a medidas relativas, ou seja, em cada qualidade de radiação normalizaram-se os valores da simulação e experimentais relativamente ao ângulo de incidência de 0° . A comparação das medidas normalizadas entre os resultados de simulação e experimentais e respectivas diferenças para a câmara $H_p(10)_0$ e para as várias qualidades de radiação da série estreita de raios-X são apresentadas no gráfico da figura 6.1. A análise dos resultados obtidos mostra que o tally F6 é um bom estimador da carga eléctrica visto que, para cada qualidade de radiação, existe uma diferença muito reduzida entre os resultados simulados e experimentais, sendo que a diminuição da energia depositada é proporcional à diminuição da carga eléctrica. A maior diferença entre os resultados simulados e experimentais é de 6% para a qualidade de radiação N-80 e um ângulo de 45° , logo conclui-se que o F6 é um bom estimador da carga eléctrica para as qualidades de radiação e ângulos de incidência usados neste trabalho. As incertezas associadas aos resultados de simulação foram sempre inferiores a 1%.

VI.3 Estudo das dimensões da câmara de ionização

De modo a estudar o comportamento da câmara de ionização quando se faz variar as suas dimensões, procederam-se a simulações com várias geometrias da câmara, no sentido de que o compromisso entre a diminuição da energia depositada no volume sensível e o melhoramento na portabilidade da câmara fosse óptimo. Assim, partiu-se da geometria inicial com as dimensões de $30 \times 30 \times 15 \text{ cm}^3$ e foi-se retirando massa até à geometria de $13 \times 13 \times 9 \text{ cm}^3$, analisando-se posteriormente qual a diminuição da energia depositada em cada qualidade de radiação. As geometrias simuladas são apresentadas na tabela 6.1.

Geometria	Dimensões da câmara de ionização
G_0	$30 \times 30 \times 15 \text{ cm}^3$
G_1	$28 \times 28 \times 14,5 \text{ cm}^3$
G_2	$26 \times 26 \times 14 \text{ cm}^3$
G_3	$24 \times 24 \times 13,5 \text{ cm}^3$
G_4	$22 \times 22 \times 13 \text{ cm}^3$
G_5	$20 \times 20 \times 12,5 \text{ cm}^3$
G_6	$18 \times 18 \times 12 \text{ cm}^3$
G_7	$17 \times 17 \times 11 \text{ cm}^3$
G_8	$16 \times 16 \times 10,5 \text{ cm}^3$
G_9	$15 \times 15 \times 10 \text{ cm}^3$
G_{10}	$14 \times 14 \times 9,5 \text{ cm}^3$
G_{11}	$13 \times 13 \times 9 \text{ cm}^3$

Tabela 6.1) Geometrias e respectivas dimensões simuladas neste trabalho.

Os resultados normalizados da energia depositada para cada qualidade de radiação e para a geometria inicial estão expostos na figura 6.2.

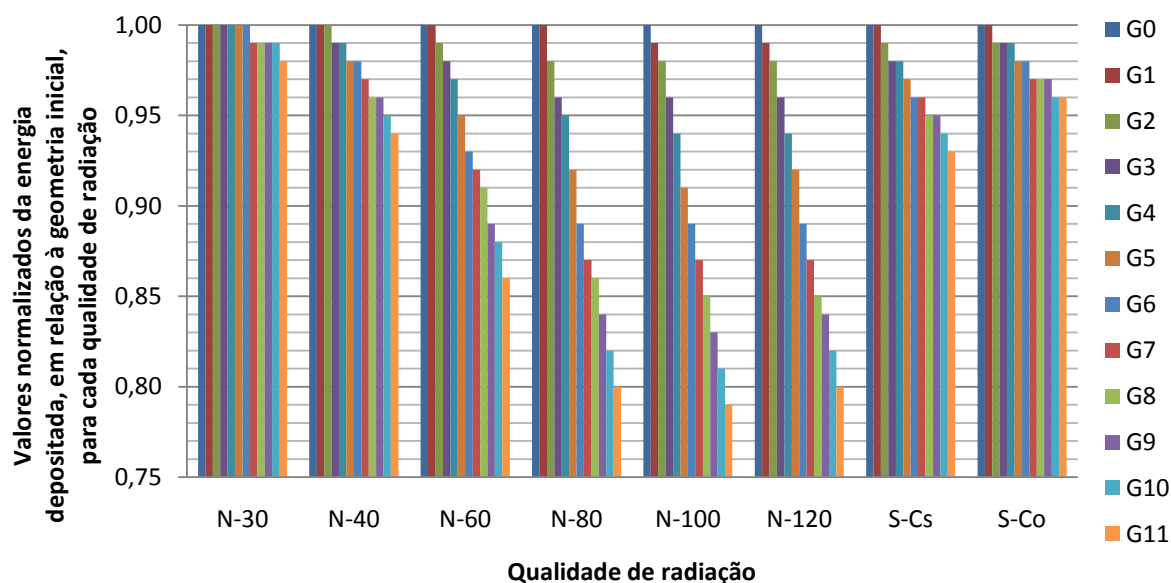


Figura 6.2) Valores normalizados, em relação à geometria inicial e qualidade de radiação, dos resultados simulados para as diferentes geometrias.

Podemos verificar que a diminuição da energia depositada com a diminuição das dimensões exteriores da câmara de ionização é maior para as energias mais elevadas da série estreita de raios-X utilizadas neste trabalho (N-80, N-100 e N-120), ou seja, existe uma maior dependência do tamanho do módulo de retrodispersão e consequentemente do volume exterior na energia depositada nas energias mais elevadas da série de raios-X. Para as fontes radioactivas ^{137}Cs e ^{60}Co , a energia depositada não é significativamente afectada pela diminuição das dimensões exteriores da câmara, pois o facto de esta ser tão elevada faz com que a dependência com as dimensões do módulo de retrodispersão seja reduzida.

Aprofundando o estudo da diminuição da energia depositada com o aumento da energia da radiação para a série estreita de raios-X, percebemos que esta diminuição tem uma proporcionalidade directa com o fluxo de partículas. Como foi dito no capítulo V, o tally F6 é dado pela convolução do fluxo energético com o coeficiente mássico de absorção. Os fluxos energéticos em função da energia média para as qualidades de radiação de raios-X e para as geometrias G₀, G₇ e G₁₁ estão representados na figura 6.3.

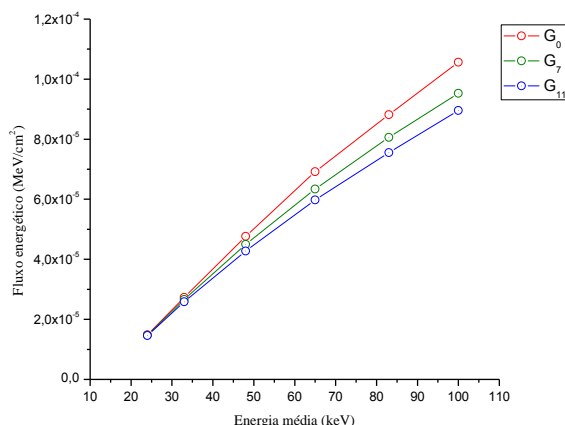


Figura 6.3) Fluxo energético no volume sensível em função da energia média para as geometrias G_0 , G_7 e G_{11} .

Constata-se que o fluxo energético diminui mais acentuadamente nas altas energias do que nas baixas energias, diminuindo assim a energia depositada nesses valores de energia.

No sentido de conhecer melhor como é composto o fluxo de partículas que atinge o volume sensível, estudou-se a contribuição de cada um dos componentes da câmara para o fluxo de partículas no volume sensível. Assim, escolheram-se os dois valores extremos de energia, N-120 e N-30, das qualidades de radiação de raios-X, e duas geometrias diferentes, G_0 e G_7 , para analisar a contribuição nestas duas gamas de energias dos vários componentes da câmara para o fluxo energético no volume sensível. Este estudo teve como objectivo analisar quais as contribuições de cada um dos componentes da câmara para o fluxo energético no volume sensível de forma a compreender mais detalhadamente a diminuição mais acentuada de fluxo nas altas de energias de raios-X utilizadas neste trabalho. Outra vantagem deste estudo foi o facto de ser possível conhecer o processo de interacção predominante associado a cada contribuição. A contribuição de cada componente da câmara de ionização para o fluxo energético no volume sensível é apresentada na figura 6.4.

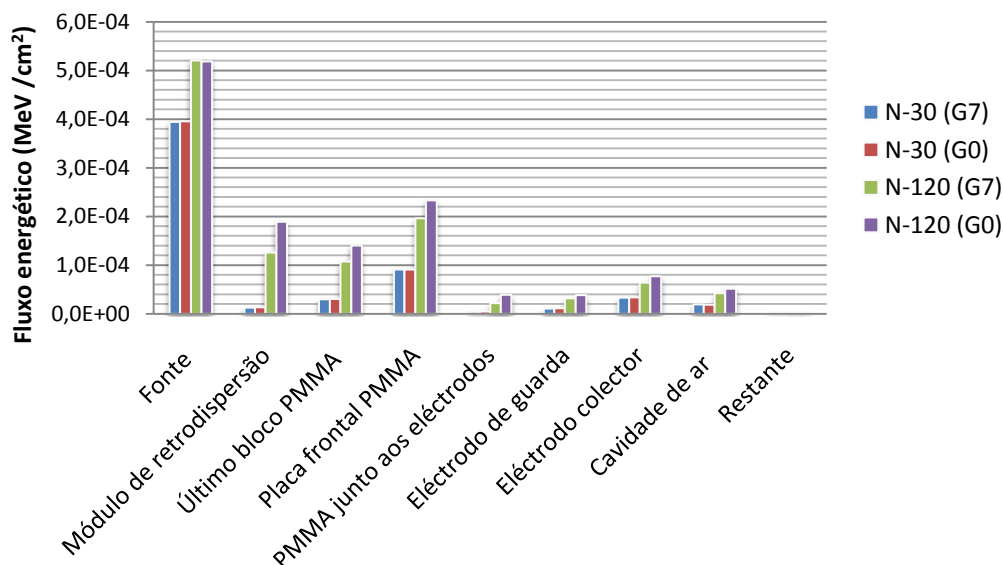


Figura 6.4) Fluxo energético no volume sensível de partículas provenientes dos vários componentes da câmara.

Numa análise dos resultados obtidos, verifica-se que a maior contribuição para o fluxo energético é proveniente da fonte, ou seja, de partículas que não sofreram qualquer tipo de interacção, o que representa 66% para ambas as geometrias no caso da qualidade de radiação N-30 e 47% e 40% para a qualidade de radiação N-120 para as geometrias G_7 e G_0 , respectivamente. A análise dos resultados mostrou ainda que o processo de interacção dominante é o efeito de Compton, o que seria de esperar, atendendo à secção eficaz deste processo para os números atómicos envolvidos, que são no máximo $Z = 13$ para a folha de alumínio. De facto, o efeito de Compton é predominante para energias entre os 30 keV e os 7 MeV, justificando-se a predominância deste efeito no estudo efectuado.

Como se pode verificar, o fluxo de energético de partículas provenientes do módulo de retrodispersão diminui muito mais pronunciadamente na qualidade de radiação N-120 do que em N-30, logo a energia depositada no volume sensível tem uma dependência muito maior das dimensões exteriores da câmara nas altas energias de raios-X do que nas baixas energias. Verifica-se igualmente, na qualidade de radiação N-120, que a contribuição do fluxo energético do último bloco de PMMA, do módulo de medida e da placa frontal de PMMA é menor na geometria G_7 do que na geometria G_0 . As contribuições dos cilindros frontais de PMMA e da placa de alumínio para o fluxo energético no volume sensível é insignificante.

A energia depositada no volume sensível da câmara para as geometrias G_0 e G_7 e respectivas diferenças são apresentadas na figura 6.5.

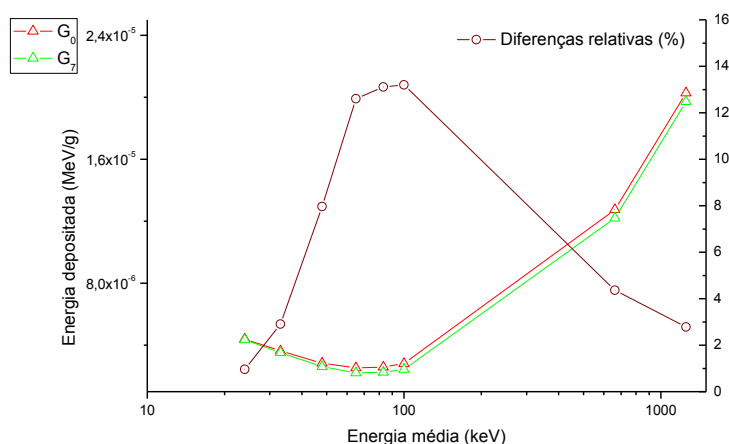


Figura 6.5) Energia depositada em função da energia média para as geometrias G_0 e G_7 .

De facto, existe uma maior diminuição da energia depositada no volume sensível da câmara para as altas energias de raios-X para a geometria G_7 , como se pode verificar pelo gráfico acima apresentado. Podemos então concluir que a redução das dimensões exteriores da câmara faz diminuir a energia depositada para as altas energias de raios-X, logo existe uma maior dependência da energia depositada nestas energias relativamente às dimensões exteriores da câmara. Para os estudos de simulação seguintes, foi utilizada a geometria G_7 .

VI.4 Influência da placa frontal de PMMA na energia depositada

Para determinar a influência da placa frontal de PMMA na energia depositada, fez-se variar a sua espessura entre os 7 e os 13 mm, e estudou-se a energia depositada no volume sensível. As energias depositadas para as várias espessuras da placa frontal de PMMA, normalizadas para a qualidade de radiação N-60, são apresentadas na tabela 6.2.

Espessura da placa frontal de PMMA	N-30	N-40	N-60	N-80	N-100	N-120	S-Cs	S-Co
7 mm	1,87	1,40	1,00	0,85	0,85	0,93	4,64	7,56
8 mm	1,83	1,40	1,00	0,85	0,85	0,93	4,66	7,55
9 mm	1,77	1,38	1,00	0,85	0,86	0,93	4,67	7,53
10 mm	1,71	1,36	1,00	0,85	0,86	0,93	4,66	7,55
11 mm	1,67	1,35	1,00	0,85	0,86	0,93	4,67	7,55
12 mm	1,62	1,33	1,00	0,85	0,86	0,93	4,62	7,54
13 mm	1,57	1,32	1,00	0,86	0,87	0,94	4,68	7,60

Tabela 6.2) Medidas normalizadas para N-60, da energia depositada em função da espessura da placa frontal de PMMA.

Os resultados obtidos mostram que a variação da espessura da placa frontal de PMMA influencia a resposta apenas nas energias mais baixas, ou seja, nas energias de 24 keV (N-30) e 33 keV (N-40). Isto deve-se ao facto do livre percurso médio dos fotões ser menor nestas energias, o que implica que menos fotões irão chegar ao volume sensível, não contribuindo assim para a energia depositada.

Com base nos resultados, pode-se concluir que uma alteração na espessura da placa frontal de PMMA irá afectar a energia depositada nas baixas energias, mais concretamente nas qualidades de radiação N-30 e N-40. No entanto, a definição da grandeza, isto é, o equivalente de dose individual, é definido a 10 mm de profundidade. A densidade do tecido mole é de 1 g/cm^3 e a densidade do PMMA é de $1,19 \text{ g/cm}^3$ [ICRU 44]. A espessura correcta de PMMA para que o centro do volume sensível ficasse a 10 mm de profundidade, considerando a “espessura” do ar desprezável atendendo à sua densidade, que é $0,001205 \text{ g/cm}^3$, seria de 8,4 mm. Uma maior espessura da placa frontal de PMMA afastar-nos-ia da definição da grandeza e diminuiria a energia depositada nas baixas energias.

VI.5 Influência da placa de alumínio na energia depositada

Estudou-se a influência da placa de alumínio na energia depositada. Para isso, simulou-se a variação da energia depositada para diferentes espessuras de alumínio e ainda a sua variação sem placa de alumínio. As energias depositadas, normalizadas para a qualidade de radiação N-60, encontram-se expostas no gráfico 6.6.

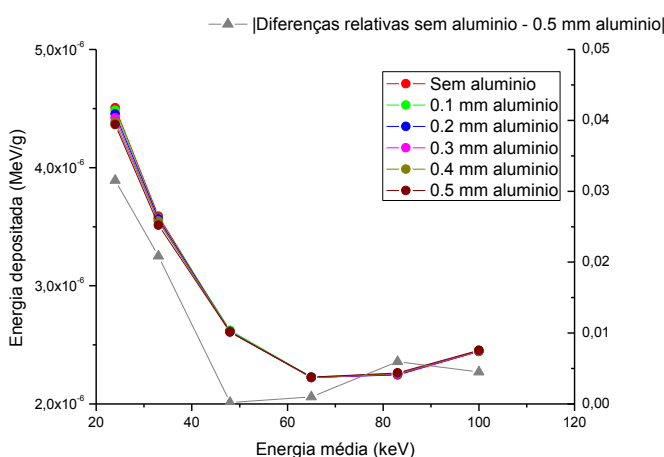


Figura 6.6) Medidas normalizadas para N-60, da energia depositada em função da espessura da placa de alumínio.

A influência da presença da placa de alumínio na energia depositada é muito reduzida. Apenas existe uma pequena variação na presença ou não da placa de alumínio na energia depositada para N-30 e N-40. Assim, o objectivo desta placa poderá ser o de atenuar fótons nas energias mais baixas, de modo a diminuir a energia depositada nessas energias, visto que a energia depositada diminui a 24 e 33 keV mas isso não ocorre nas energias superiores a essa energia.

Investigando a influência da placa de alumínio na dependência angular, fez-se variar o ângulo de incidência para três qualidades de radiação, N-30, N-60 e N-120. Os resultados normalizados para um ângulo de incidência de 0° são apresentados nas tabelas 6.3, 6.4 e 6.5.

Ângulo de incidência	Com alumínio	Sem alumínio
0°	1,00	1,00
45°	0,80	0,82
60°	0,60	0,63
75°	0,27	0,30

Tabela 6.3) Valores normalizados para 0° , da energia depositada com e sem placa de alumínio, para a qualidade de radiação N-30.

Ângulo de incidência	Com alumínio	Sem alumínio
0°	1,00	1,00
45°	0,89	0,89
60°	0,76	0,77
75°	0,53	0,54

Tabela 6.4) Valores normalizados para 0° , da energia depositada com e sem placa de alumínio, para a qualidade de radiação N-60.

Ângulo de incidência	Com alumínio	Sem alumínio
0°	1,00	1,00
45°	0,93	0,93
60°	0,83	0,83
75°	0,62	0,63

Tabela 6.5) Valores normalizados para 0° , da energia depositada com e sem placa de alumínio, para a qualidade de radiação N-120.

Os resultados mostram que a presença da placa de alumínio afecta apenas a dependência angular para as baixas energias (N-30). Assim, estes estudos sugerem que a placa de alumínio

é utilizada para fazer diminuir a energia depositada para as energias mais baixas e ângulos de incidência maiores.

VI.6 Influência do raio do volume sensível na energia depositada

Outro estudo efectuado foi o de verificar qual a variação da energia depositada alterando o valor do raio do volume sensível. Um aumento do volume sensível fará aumentar a energia depositada. Contudo, o tally F6 mede a energia depositada por unidade de massa, ou seja, não mostra a variação da energia depositada em MeV que ocorre, dado que a massa do volume sensível também aumenta. Assim, multiplicou-se o valor da energia depositada pela massa do volume sensível de modo a analisar a energia depositada em MeV com a variação do raio do volume sensível. Os resultados obtidos, em MeV, são apresentados na figura 6.7.

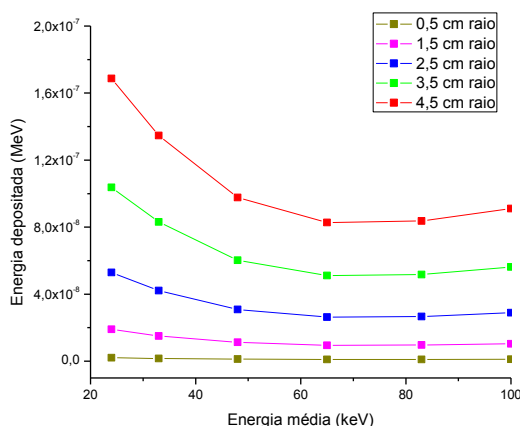


Figura 6.7) Variação da energia depositada para diferentes raios de volume sensível, em função da energia média.

O gráfico mostra que um aumento do raio do volume sensível faz aumentar a energia depositada. Este aumento é proporcional em todas as energias de radiação utilizadas neste trabalho, pelo que uma variação do raio do volume sensível afecta de igual forma a energia depositada nas diferentes qualidades de radiação. De facto, a energia depositada calculada para um dado raio é dada pela multiplicação de uma constante pelo valor da energia depositada para o raio inicial, o que implica que a contribuição das partículas que são dispersas pela interacção destas com o PMMA junto ao volume sensível é muito pequena. Esta contribuição deveria ser maior para as energias mais baixas de raios-X, pois quanto menor é a energia da radiação maior é o ângulo de dispersão.

VI.7 Influência do raio do eléctrodo de guarda na energia depositada

Investigou-se igualmente a influência do raio do eléctrodo de guarda na energia depositada. Estudou-se a variação da energia depositada para diferentes raios do eléctrodo de guarda. As medidas normalizadas para o raio de 5 cm são apresentadas na tabela 6.6.

Energia média (keV)	Raio do eléctrodo de guarda				
	3,5 cm	4,0 cm	5,0 cm	6,0 cm	6,5 cm
24	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
33	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
48	1,00	0,99	1,00	1,00	0,99
65	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
83	1,00	0,99	1,00	1,00	1,00
100	1,00	1,00	1,00	0,99	0,99

Tabela 6.6) Medidas normalizadas, para um raio de 5 cm, da energia depositada em função do raio do eléctrodo de guarda.

Podemos verificar que a variação do raio do eléctrodo de guarda não altera a energia depositada no volume sensível da câmara para as energias estudadas.

VI.8 Influência dos cilindros frontais na energia depositada

De modo a verificar de que forma os cilindros frontais de PMMA influenciavam a energia depositada, foram efectuados dois estudos: estudou-se a variação da energia depositada com e sem cilindros frontais e estudou-se igualmente variação da energia depositada fazendo variar o raio do primeiro cilindro. As medidas normalizadas da câmara de ionização com e sem cilindros frontais, para a qualidade de radiação N-60, encontram-se representadas na figura 6.8.

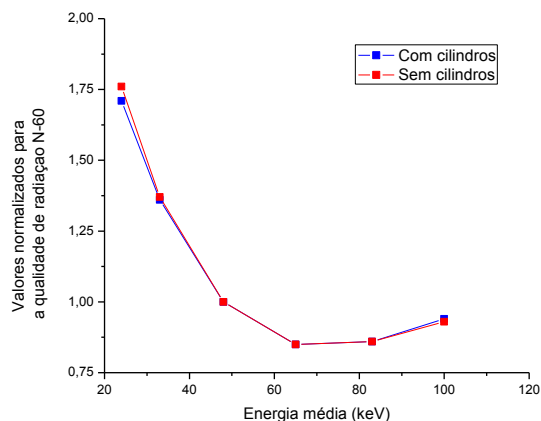


Figura 6.8) Energias depositadas no volume sensível da câmara de ionização, normalizadas para N-60, com e sem cilindros frontais

Verifica-se que o principal efeito da presença dos cilindros frontais na câmara de ionização é o de diminuir a energia depositada nas energias mais baixas.

Estudou-se ainda a variação da energia depositada fazendo variar o raio do 1º cilindro de PMMA. Os resultados obtidos, normalizados para N-60, estão dispostos na figura 6.9.

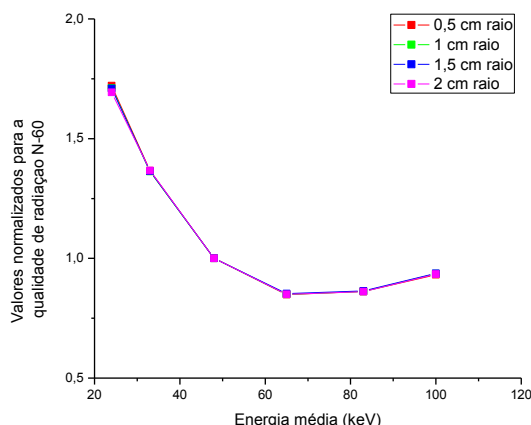


Figura 6.9) Medidas normalizadas para N-60, da variação da energia depositada em função do raio do primeiro cilindro de PMMA.

O aumento do raio do 1º cilindro de PMMA produz uma menor energia depositada para as baixas energias, como se pode verificar pelo gráfico acima apresentado, apesar desta diminuição ser bastante reduzida.

VI.9 Influência de uma placa de cobre na energia depositada

De modo a verificar a influência de uma placa de cobre na energia depositada, simulou-se a câmara com uma placa de alumínio de 0,1 mm de espessura e com uma placa de cobre de 0,1 mm de espessura. O gráfico da figura 6.10 mostra a energia depositada para as duas situações.

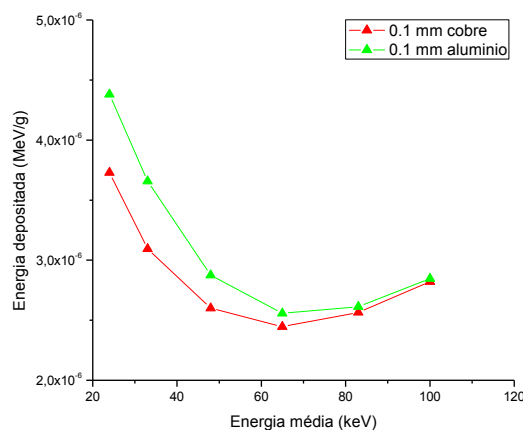


Figura 6.10) Energia depositada em função da energia de média com uma placa de cobre de 0,1 mm e com uma placa de alumínio de 0,1 mm.

Observa-se que a presença de uma placa de cobre de 0,1 mm faz diminuir a energia depositada no volume sensível para todas as qualidades de radiação. Esta diminuição deve-se ao facto de o fluxo de partículas diminuir na presença de cobre, dado que este tem um número atómico mais elevado que o alumínio.

Contudo, existe uma maior diminuição da energia depositada nas baixas energias do que nas altas energias de raios-X. De facto, isso acontece para energias mais baixas, o que é justificado pelo facto de que, com o aumento do número atómico do material ($Z(\text{Cu})=29$), a probabilidade de ocorrência de efeito de Compton diminui nas baixas energias, diminuindo assim a energia depositada nas baixas energias.

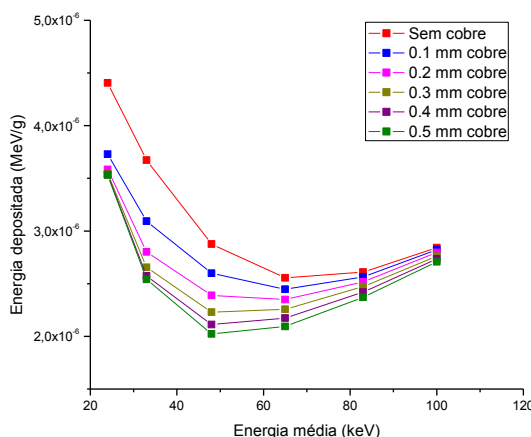


Figura 6.11) Energia depositada em função da energia média, para várias espessuras da placa de cobre.

Estudou-se ainda o comportamento da câmara de ionização para várias espessuras da placa de cobre. Os resultados são apresentados no gráfico da figura 6.11. Como se pode verificar, quando se coloca na superfície da câmara de ionização uma placa de cobre com a espessura de 0,1 mm, existe uma maior diminuição da energia depositada nas energias abaixo de 48 keV do que nas energias superiores a esse valor. Quando se aumenta a espessura da placa de cobre, a diminuição da energia depositada é mais acentuada para as energias próximas de 48 keV, não ocorrendo uma diminuição tão acentuada para as energias mais baixas.

VI.10 Estudo da influência da variação do raio do volume sensível na presença de uma placa de cobre com 0,1 mm de espessura

Estudou-se igualmente a variação da energia depositada com a placa de cobre fazendo variar o raio do volume sensível. Na presença de uma placa de alumínio a variação do raio do volume sensível tinha pouca influência na energia depositada em função da energia. Contudo, com a alteração do material à superfície da câmara de ionização os processos de interacção da matéria poderão ser diferentes. Assim, fez-se variar o raio do volume sensível na presença de uma placa de cobre de 0,1 mm de espessura à superfície da câmara de ionização. O aumento do tamanho do eléctrodo de guarda fez acompanhar o aumento do raio do volume sensível. Os resultados obtidos, normalizados para 48 keV, são apresentados na figura 6.12.

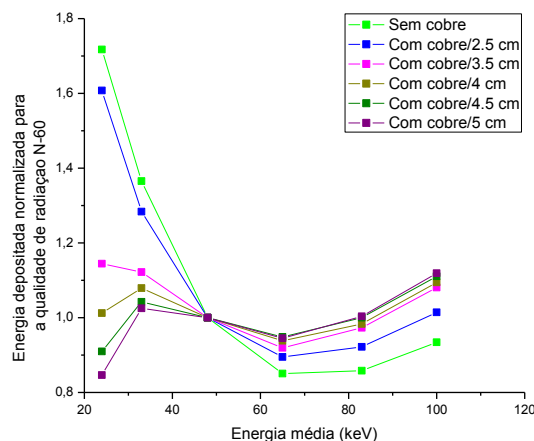


Figura 6.12) Valores normalizados para a qualidade de radiação N-60, da energia depositada em função da energia média, para diversos raios de volume sensível na presença de uma placa de cobre.

Os resultados mostram que o aumento do raio do volume sensível na presença da placa de cobre faz diminuir a energia depositada, no entanto esta diminuição é mais acentuada nas baixas energias do que nas altas energias. Esta diminuição da energia depositada é explicada pelo facto de o fluxo de partículas no volume sensível também diminuir, como se pode ver pela figura 6.13.

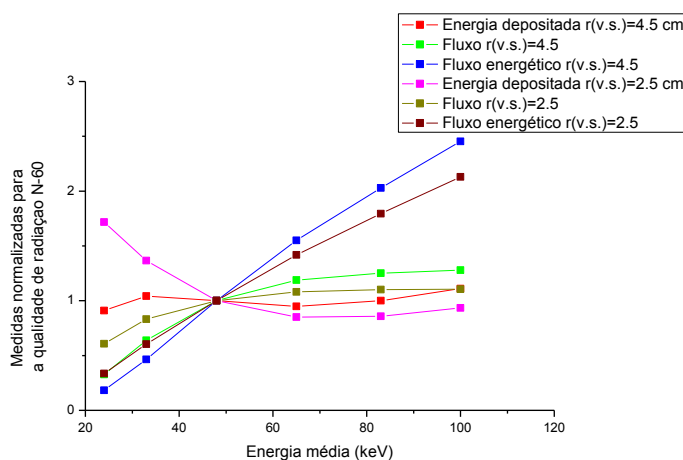


Figura 6.13) Valores normalizados da energia depositada, fluxo e fluxo energético para geometrias com cobre e raios de volume sensível de 2,5 cm e 4,5 cm.

O fluxo, e consequentemente o fluxo energético, diminuem na presença de uma placa de cobre e um raio de 2,5 cm do volume sensível, sendo que essa diminuição é mais acentuada para as baixas energias do que para as altas energias, tal como comprovam os gráficos, fazendo com que a energia depositada diminua mais acentuadamente nesse intervalos de energia.

Capítulo VII

Resultados Experimentais

VII.1 Introdução

Neste capítulo são apresentados os resultados experimentais. Foram construídas duas câmaras de ionização com características diferentes de forma a aprofundar o conhecimento deste tipo de câmaras e ser-se possível chegar a algumas conclusões sobre o comportamento deste tipo de câmaras. As características destas duas câmaras foram simuladas no capítulo VI por código de Monte Carlo.

Antes de se proceder à sua análise experimental, foi necessário construir as câmaras de ionização, determinar o seu potencial de funcionamento e estudar a sua reprodutibilidade. Para o estudo da resposta das câmaras de ionização, foram obtidas medidas eléctricas para ambas as câmaras, foram determinados os coeficientes de calibração para as duas câmaras, calculados os factores de correcção aos coeficientes de calibração e determinadas as suas respostas em $H_p(10)$. Às câmaras construídas deu-se o nome de $H_p(10)_1$ e $H_p(10)_2$. Por fim, procedeu-se à comparação dos resultados obtidos para estas duas câmaras com os resultados para a câmara $H_p(10)_0$. Compararam-se os resultados da simulação com os resultados experimentais tendo em conta os resultados obtidos com o código MCNPX.

VII.2 Dimensões das câmaras $H_p(10)_1$ e $H_p(10)_2$.

As câmaras $H_p(10)_1$ e $H_p(10)_2$ apresentam as características descritas nas tabelas 7.1 e 7.2.

Placa	Espessura (mm)	Raio (mm)	Dimensões (mmxmmxmm)
1º Cilindro de PMMA	1	15	-
2º Cilindro de PMMA	1	25	-
Placa de Alumínio	0,1	-	170x170x0,1
Placa frontal de PMMA	10	-	170x170x10
Eléctrodo de recolha	5	25	-
Eléctrodo de guarda	5	35	-
Módulo de retrodispersão	80	-	170x170x80

Tabela 7.1) Dimensões dos vários componentes da câmara $H_p(10)_1$.

A câmara $H_p(10)_1$, relativamente à câmara existente $H_p(10)_0$, apresentou algumas alterações. Diminuíram-se as dimensões exteriores da câmara, que passaram de 30cmx30cmx15cm para 17cmx17cmx11cm e consequentemente as dimensões do módulo de retrodispersão foram alteradas. Outras alterações foram introduzidas, nomeadamente o tamanho do eléctrodo de guarda, que passou de 10 cm de diâmetro para 7 cm de diâmetro, a espessura do bloco frontal de PMMA, que passou a ser de 1 cm e o raio do 1º cilindro central, que variou de 1 cm para 1,5 cm. Todas estas alterações foram introduzidas de modo a caracterizar completamente a resposta da câmara perante a variação de alguns parâmetros que afectam a sua resposta. Algumas alterações produzidas basearam-se no facto de nos resultados da simulação estas alterações não produziam uma alteração cuja importância fosse determinante para a resposta da câmara.

Na tabela 7.2 são apresentadas as dimensões e materiais da câmara $H_p(10)_2$.

Placa	Espessura (mm)	Raio (mm)	Dimensões (mmxmmxmm)
1º Cilindro de PMMA	1	15	-
2º Cilindro de PMMA	1	25	-
Placa de Cobre	0,1	-	170x170x0,1
Placa frontal de PMMA	10	-	170x170x10
Eléctrodo de recolha	5	45	-
Eléctrodo de guarda	5	55	-
Módulo de retrodispersão	80	-	170x170x80

Tabela 7.2) Dimensões dos vários componentes da câmara $H_p(10)_2$.

Para a construção da câmara $H_p(10)_2$, partiu-se da base exterior da câmara $H_p(10)_1$, ou seja, mantiveram-se as dimensões exteriores da câmara. Procedeu-se à substituição da placa de alumínio por uma placa de cobre e aumentaram-se as dimensões do eléctrodo de recolha, que passou de 5 cm de diâmetro para 9 cm de diâmetro. Estas alterações foram efectuadas de forma a verificar de que forma a alteração do raio do volume sensível e a substituição de alumínio por cobre alterariam a resposta da câmara. Todas as alterações já efectuadas para a primeira câmara construída mantiveram-se inalteradas de modo a possibilitar a comparação entre estas duas câmaras sem que fossem muitas as variáveis que podiam afectar a sua resposta.

VII.3 Construção da câmara de ionização

Antes de se procederem a quaisquer experiências práticas, foi necessária a construção dos vários constituintes da câmara de ionização. Alguns destes constituintes foram maquinados nas oficinas gerais do ITN tais como as placas de PMMA e moldes, ao passo que a construção dos eléctrodos e contactos eléctrodos foi feita no LMRI.

VII.3.1 Placas de PMMA e módulo de retrodispersão

As placas de PMMA do módulo de medida, o módulo de retrodispersão bem como os eléctrodos de recolha e de guarda foram maquinadas nas oficinas gerais do ITN.

VII.3.2 Contactos eléctricos

Depois de as peças terem sido maquinadas nas oficinas gerais do ITN, procedeu-se à verificação e limpeza das mesmas. Após este processo, construíram-se os contactos eléctricos dos eléctrodos de recolha e de guarda. Estes contactos foram feitos através da mistura de pó de grafite de elevada pureza da marca *Le Carbonne - Lorraine* com uma cola de resina epoxy, fornecendo assim um suporte estável e duradouro aos fios que transportam o sinal eléctrico de medida. Adicionou-se grafite à cola até ocorrer uma saturação da mistura, proporcionando deste modo uma condução da corrente eléctrica adequada. Esta mistura foi colocada num furo de 1 mm de diâmetro efectuado nos eléctrodos, que irá proporcionar contacto entre os fios eléctricos e a grafite que será posteriormente depositada nos eléctrodos.

VII.3.3 Construção dos eléctrodos de grafite

Após ter-se realizado o processo atrás descrito, procedeu-se à construção dos eléctrodos, ou seja, o eléctrodo central ou de recolha, que vai colectar o sinal gerado pela câmara de ionização, o eléctrodo de guarda, que possibilita a formação de um campo eléctrico bem definido na cavidade da câmara e o eléctrodo de alta tensão. Neste caso o material escolhido foi pó de grafite de elevada pureza, devido não só à sua condutividade eléctrica mas também aos diferentes modos de aplicação. Neste caso, a grafite foi depositada nos eléctrodos. No eléctrodo de alta tensão a grafite foi depositada através da ajuda de um molde de PMMA.

A deposição é efectuada através do auxílio de uma mini – pistola de pintura e decorreu em dois passos: o primeiro é a deposição de grafite com a ajuda de verniz e acetona de modo a aderir a grafite aos eléctrodos. Neste caso, utilizam-se 1 g de grafite, 50 ml de acetona e 4 gotas de verniz. Esta camada permite, como foi dito, a aderência da grafite aos eléctrodos impedindo que esta se solte quando a câmara se colocar em posição de irradiação. O segundo passo consiste da deposição de grafite tendo como meio dispersor o álcool etílico comum sem adição de verniz. Depois destas duas deposições faseadas de grafites, ficam prontos os eléctrodos que serão utilizadas na câmara de ionização.

Após a construção dos contactos eléctricos e eléctrodos de grafite, o condutor eléctrico será ligado a um cabo coaxial com terminal BNC (m).



Figura 7.1) Vista dos eléctrodos de recolha e de guarda na câmara de ionização $H_p(10)_1$.

Os eléctrodos de grafite serão colados na placa de PMMA da câmara de ionização através da utilização de cola de PMMA, que é solubilizada com a adição de clorofórmio ao PMMA. A cola de PMMA é introduzida nos espaços entre os eléctrodos e o PMMA da câmara através do auxílio de uma seringa.

Posteriormente a este procedimento, verificaram-se todas as ligações eléctricas com o auxílio de um multímetro e procedeu-se ao resto da montagem da câmara, unindo-se os restantes constituintes da câmara com fita - cola, visto que se ocorresse qualquer problema seria possível a abertura da câmara para detecção do mesmo.

Após todos estes processos, as câmaras estão prontas a serem testadas e calibradas. Contudo, antes de se recolherem quaisquer medidas eléctricas, procederam a diversas pré - irradiações com a fonte ^{137}Cs de modo a estabilizar o sinal eléctrico proveniente das câmaras de ionização.

VII.4 Estudo da resposta das câmaras $H_p(10)_1$ e $H_p(10)_2$

Depois de irradiações iniciais das câmaras de ionização que decorreram durante várias horas com a fonte ^{137}Cs , foi possível dar início ao estudo da resposta das câmaras. Começou-se por determinar o patamar de funcionamento da câmara de ionização, que consistiu na determinação do potencial eléctrico a aplicar à câmara de ionização e seguidamente fizeram-se estudos de reprodutibilidade da câmara de ionização com a radiação de ^{137}Cs . Terminados estes estudos, investigou-se a resposta para as diferentes qualidades de radiação e ângulos de incidência. A partir da resposta eléctrica das câmaras de ionização para as diversas qualidades de radiação e ângulos de incidência foram determinados os coeficientes de calibração para N-

60 e os factores de correcção para cada uma das qualidades de radiação, bem como a resposta das câmaras ao $H_p(10)$.

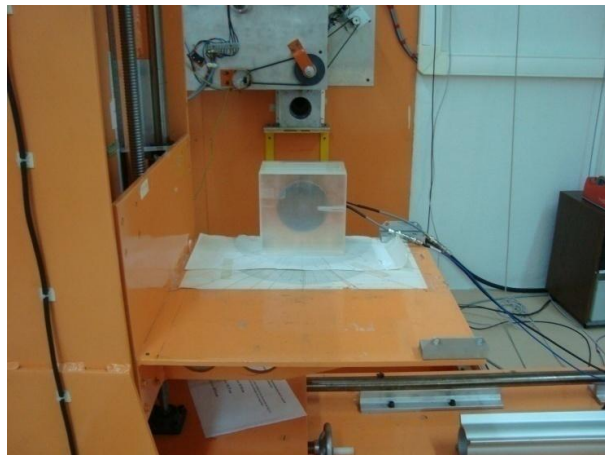


Figura 7.2) Câmara de ionização $H_p(10)_2$ pronta a ser irradiada com ^{137}Cs na sala de irradiações I do LMRI.

VII.4.1 Determinação do potencial eléctrico a aplicar à câmara de ionização

Para se proceder à determinação do potencial a aplicar às câmaras de ionização, utilizou-se a fonte de ^{137}Cs e colocaram-se as câmaras numa posição de modo a que o volume sensível ficasse a 2 metros de distância e centrado com a fonte radioactiva, utilizando-se para isso a dosimetria previamente feita no laboratório. De seguida, irradiou-se a câmara de ionização aumentando-se o potencial eléctrico de 20V em 20V, dos 20 aos 400 V para a câmara $H_p(10)_1$ e de 20V em 20V, dos 20 aos 320V para a câmara $H_p(10)_2$. Fizeram-se medições para as polarizações positiva e negativa. Os resultados obtidos são apresentados nas figuras 7.3 e 7.4.

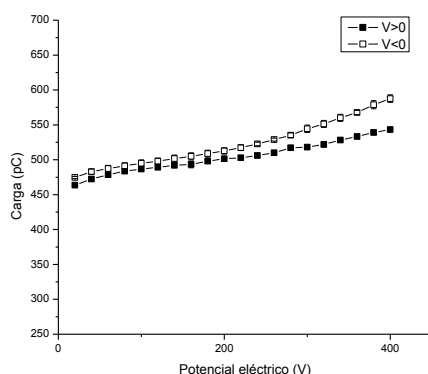


Figura 7.3) Carga eléctrica colectada em função do potencial eléctrico aplicado para a câmara de ionização $H_p(10)_1$.

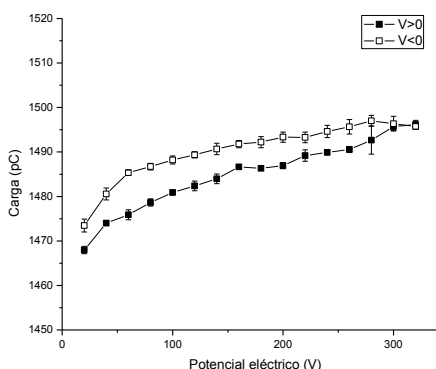


Figura 7.4) Carga eléctrica colectada em função do potencial eléctrico aplicado para a câmara de ionização $H_p(10)_2$.

Analisando os resultados obtidos, podemos verificar que para a câmara $H_p(10)_1$, o intervalo de tensão entre os 150V e 280V corresponde à região em que o gradiente é menor. Neste intervalo de tensão, pequenas alterações no potencial eléctrico produzem alterações muito reduzidas na carga colectada pela câmara de ionização. Podemos então afirmar que estamos na região de funcionamento da câmara de ionização. De acordo com os resultados obtidos, escolheu-se o potencial de +250V, pois é um potencial que está dentro do patamar de funcionamento das câmaras de ionização e é considerado um potencial padrão em dosimetria.

Relativamente à câmara $H_p(10)_2$, o gráfico mostra que entre os 160V e os 300V a carga eléctrica não se modifica significativamente com o aumento do potencial eléctrico aplicado, logo estamos dentro do patamar de funcionamento das câmaras de ionização. A tensão escolhida foi igualmente de +250V, pois está dentro do patamar de funcionamento e foi a tensão escolhida para estudar a resposta da primeira câmara, o que é importante, pois assim é possível comparar a resposta de ambas as câmaras mantendo as condições de irradiação iguais.

VII.4.2 Estudo da reprodutibilidade das câmaras de ionização

Depois da determinação do potencial de funcionamento das câmaras de ionização, procedeu-se ao estudo da reprodutibilidade da câmara de ionização. Para isso procederam-se a várias irradiações com a fonte de ^{137}Cs em diversos dias, de modo a verificar se não ocorria alterações na carga eléctrica. Os resultados obtidos foram normalizados para a primeira medição. As medidas eléctricas obtidas foram corrigidas para uma temperatura de 20°C (273,15K) e 1 atm (1013 hPa).

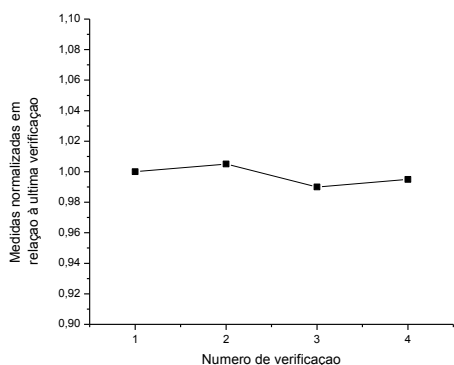


Figura 7.5) Reprodutibilidade das medidas da câmara de ionização $H_p(10)_1$ para a fonte de ^{137}Cs .

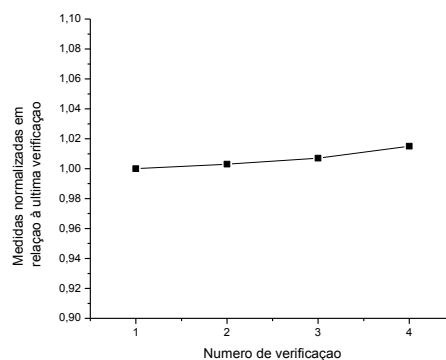


Figura 7.6) Reprodutibilidade das medidas da câmara de ionização $H_p(10)_2$ para a fonte de ^{137}Cs .

Pode-se verificar que os resultados obtidos são reprodutíveis, o que significa que a carga colectada pelas câmaras não se altera ao longo do tempo desde que as condições de irradiação sejam as mesmas. Existe um desvio máximo de 1% para a terceira verificação no caso da câmara de ionização $H_p(10)_1$ e um desvio de 1,5% para a câmara de ionização $H_p(10)_2$, o que significa que as câmaras apresentam um elevado grau de estabilidade. Estamos assim em condições de estudar a sua resposta para as diversas qualidades de radiação e ângulos de incidência.

VII.4.3 Estudo da resposta das câmaras de ionização

Após os estudos de modo a determinar o patamar de funcionamento das câmaras de ionização e os testes de reprodutibilidade, procedeu-se ao estudo da resposta das câmaras de ionização para as diversas qualidades de radiação e ângulos de incidência.

As câmaras de ionização foram irradiadas com os feixes de radiação das qualidades de radiação N-30, N-40, N-60, N-80, N-100 e N-120 da série estreita de raios-x e ainda com os feixes de radiação dos isótopos radioactivos ^{137}Cs e ^{60}Co . Para isto, o centro do volume sensível foi colocado a dois metros das fontes de radiação, recorrendo, como já se disse, à dosimetria efectuada previamente no Laboratório. Para o estudo da dependência angular para cada qualidade de radiação, foi utilizada uma folha de papel polar, de modo a que a câmara ficasse na orientação desejada. Deste modo, quando a câmara fosse rodada, o volume sensível permanecia no centro do feixe de radiação. A resposta das câmaras foi estudada para os ângulos de radiação de 0° , 45° , 60° e 75° , para as polarizações positiva e negativa. Para cada ângulo de uma dada qualidade de radiação foram feitas 10 medições, sendo que no final desta série foram feitas 5 medições de zeros, subtraindo-se ambas as médias. As medições de zeros são utilizadas para ter em conta a radiação de fundo passível de existir na sala de irradiação bem como a corrente de fuga associada às medidas eléctricas.

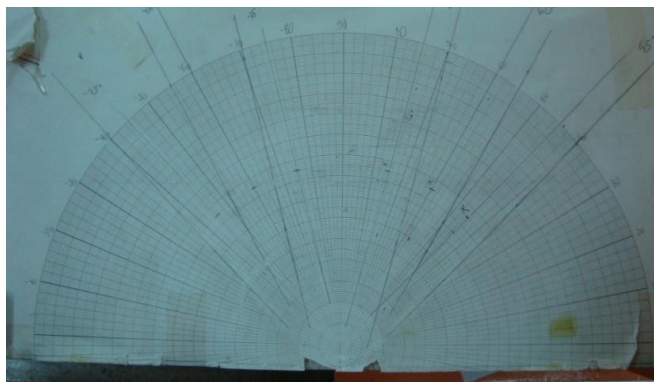


Figura 7.7) Folha de papel polar, utilizada para posicionar a câmara de ionização no ângulo de incidência correcto.

As medidas eléctricas obtidas para as diferentes qualidades de radiação e ângulos de incidência para as câmaras $H_p(10)_0$ [JC2004], $H_p(10)_1$ e $H_p(10)_2$ estão dispostas nas tabelas 7.3, 7.4 e 7.5.

Qualidade de radiação	Energia Média (keV)	Medidas eléctricas da câmara (C/u.m.)			
		0°	45°	60°	75°
N-30	24	6,88E-11	5,47E-11	4,05E-11	1,73E-11
N-40	33	8,34E-11	7,14E-11	5,80E-11	3,17E-11
N-60	48	1,16E-10	1,03E-10	8,65E-11	5,52E-11
N-80	65	1,20E-10	1,09E-10	9,57E-11	6,37E-11
N-100	83	9,66E-11	8,82E-11	7,69E-11	5,36E-11
N-120	100	7,88E-11	7,16E-11	6,21E-11	4,58E-11
Medidas eléctricas da câmara (C/min)					
S-Cs	661,6	5,95E-10	5,87E-10	5,66E-10	4,84E-10
S-Co	1252,9	2,91E-11	2,90E-11	2,75E-11	2,51E-11

Tabela 7.3) Medidas eléctricas para as diferentes qualidades de radiação e ângulos de incidência para a câmara $H_p(10)_0$. [JC2004]

Qualidade de radiação	Energia Média (keV)	Medidas eléctricas da câmara (C/u.m.)			
		0°	45°	60°	75°
N-30	24	5,58E-11	4,34E-11	2,76E-11	1,11E-11
N-40	33	6,09E-11	5,87E-11	4,60E-11	2,70E-11
N-60	48	9,33E-11	8,34E-11	7,00E-11	4,47E-11
N-80	65	9,32E-11	8,56E-11	7,60E-11	5,36E-11
N-100	83	7,45E-11	6,95E-11	5,61E-11	4,05E-11
N-120	100	5,09E-11	4,63E-11	4,10E-11	2,76E-11
Medidas eléctricas da câmara (C/min)					
S-Cs	661,6	4,80E-10	4,72E-10	4,53E-10	3,92E-10
S-Co	1252,9	9,38E-09	9,29E-09	9,08E-09	8,17E-09

Tabela 7.4) Medidas eléctricas para as diferentes qualidades de radiação e ângulos de incidência para a câmara $H_p(10)_1$.

Qualidade de radiação	Energia Média (keV)	Medidas eléctricas da câmara (C/u.m.)			
		0°	45°	60°	75°
N-30	24	7.97E-11	5.46E-11	3.57E-11	1.55E-11
N-40	33	1.36E-10	1.05E-10	7.24E-11	3.85E-11
N-60	48	2.37E-10	2.02E-10	1.62E-10	9.83E-11
N-80	65	2.81E-10	2.53E-10	2.17E-10	1.47E-10
N-100	83	2.26E-10	2.09E-10	1.83E-10	1.29E-10
N-120	100	1.86E-10	1.71E-10	1.51E-10	1.09E-10
Medidas eléctricas da câmara (C/min)					
S-Cs	661,6	1.47E-09	1.46E-09	1.41E-09	1.22E-09
S-Co	1252,9	2.93E-08	2.92E-08	2.86E-08	2.56E-08

Tabela 7.5) Medidas eléctricas para as diferentes qualidades de radiação e ângulos de incidência para a câmara $H_p(10)_2$.

Os desvios padrão experimentais associados às câmaras construídas são apresentados em anexo (anexo 1). Para ser possível uma melhor análise das medidas eléctricas, normalizaram-se todas as medidas eléctricas para o ângulo de 0°. Compararam-se as medidas normalizadas para as câmaras $H_p(10)_0$ e $H_p(10)_1$.

Qualidade de radiação	Energia Média (keV)	Medidas normalizadas da câmara $H_p(10)_1$ para o ângulo de incidência de 0°				Medidas normalizadas da câmara de ionização $H_p(10)_0$ para o ângulo de incidência de 0°			
		0°	45°	60°	75°	0°	45°	60°	75°
N-30	24	1,00	0,78	0,50	0,20	1,00	0,80	0,59	0,25
N-40	33	1,00	0,96	0,76	0,44	1,00	0,86	0,70	0,38
N-60	48	1,00	0,89	0,75	0,48	1,00	0,89	0,75	0,47
N-80	65	1,00	0,92	0,82	0,58	1,00	0,91	0,80	0,53
N-100	83	1,00	0,93	0,75	0,54	1,00	0,91	0,80	0,55
N-120	100	1,00	0,91	0,81	0,54	1,00	0,91	0,79	0,58
S-Cs	661,6	1,00	0,98	0,94	0,82	1,00	0,99	0,95	0,81
S-Co	1252,9	1,00	0,99	0,97	0,87	1,00	1,00	0,94	0,86

Tabela 7.6) Valores normalizados, para o ângulo de incidência de 0°, das medidas eléctricas das câmaras de ionização $H_p(10)_0$ e $H_p(10)_1$.

Através da análise da tabela, pode-se verificar que existe uma maior dependência da resposta eléctrica relativamente ao ângulo de incidência da radiação nas baixas energias, sendo que, esta dependência diminui com o aumento da energia da radiação. Numa análise mais cuidada da resposta eléctrica da câmara de ionização $H_p(10)_1$, verifica-se que a medida para a qualidade de radiação N-40 e 45° está em discordância com o resto das medidas, visto

ser muito próxima da medida para 0° . Pode-se igualmente verificar que, comparando as normalizações efectuadas para a câmara $H_p(10)_1$ e para a câmara $H_p(10)_0$, que existe uma dependência semelhante da resposta eléctrica relativamente ao ângulo de incidência.

Normalizaram-se igualmente para o ângulo de 0° as medidas eléctricas efectuadas para a câmara de ionização $H_p(10)_2$ e compararam-se estas com as medidas normalizadas para a câmara $H_p(10)_1$. As normalizações para ambas as câmaras são apresentadas na tabela 7.7.

Qualidade de radiação	Energia média (keV)	Medidas normalizadas da câmara $H_p(10)_1$ para o ângulo de incidência de 0°				Medidas normalizadas da câmara $H_p(10)_2$ para o ângulo de incidência de 0°			
		0°	45°	60°	75°	0°	45°	60°	75°
N-30	24	1,00	0,78	0,50	0,20	1,00	0,68	0,45	0,19
N-40	33	1,00	0,96	0,76	0,44	1,00	0,77	0,53	0,28
N-60	48	1,00	0,89	0,75	0,48	1,00	0,85	0,68	0,42
N-80	65	1,00	0,92	0,82	0,58	1,00	0,90	0,77	0,52
N-100	83	1,00	0,93	0,75	0,54	1,00	0,92	0,81	0,57
N-120	100	1,00	0,91	0,81	0,54	1,00	0,92	0,81	0,58
S-Cs	661,6	1,00	0,98	0,94	0,82	1,00	0,99	0,96	0,83
S-Co	1252,9	1,00	0,99	0,97	0,87	1,00	1,00	0,97	0,87

Tabela 7.7) Valores normalizados, para um ângulo de incidência 0° , das medidas eléctricas das câmaras $H_p(10)_1$ e $H_p(10)_2$.

Analisando a tabela, verifica-se que para a câmara $H_p(10)_2$ existe uma maior dependência da resposta eléctrica com ângulo de incidência para as baixas energias, sendo que esta dependência diminui com o aumento da energia da radiação.

Comparando as medidas normalizadas para estas duas câmaras de ionização, verifica-se que a dependência da resposta eléctrica com o ângulo de incidência é maior nas baixas energias para a câmara $H_p(10)_2$ enquanto que, para as energias mais elevadas a dependência da resposta eléctrica para da câmara $H_p(10)_2$ é menor do que a resposta para a câmara $H_p(10)_1$.

VII.4.4 Determinação do coeficiente de calibração das câmaras de ionização para N-60, $N_H(60)$

A calibração de qualquer tipo de dosímetro de protecção radiológica implica a relação entre a resposta do dosímetro a calibrar e o valor verdadeiro da grandeza operacional.

O equivalente de dose individual a 10 mm de profundidade é dado pela expressão:

$$H_p(10; R, \alpha) = K_a \cdot h_p(10; R, \alpha)$$

em que K_a é o valor de kerma no ar a 2 metros de distância no ponto de teste obtido experimentalmente e $h_p(10; R, \alpha)$ é o coeficiente de conversão de kerma no ar para $H_p(10; R, \alpha)$ para uma qualidade de radiação R e ângulo α , o qual é descrito na norma ISO 4037-3. Os valores dos coeficientes de conversão para a qualidade de radiação R e ângulo α e os valores de kerma no ar e consequentemente os valores de $H_p(10)$ estão expostos na tabela 7.8. Os valores de kerma no ar para as radiações de ^{137}Cs e ^{60}Co foram medidos aquando da realização das medições experimentais para a câmara $H_p(10)_1$. Os valores de kerma no ar calculados para a câmara $H_p(10)_2$ foram determinados pelo decaimento radioactivo da fonte e são apresentados em anexo (anexo 3). O valor do coeficiente de conversão para 75° não é descrito na norma ISO 4037-3, pelo que foi obtido por interpolação através da média entre os coeficientes de conversão para 70° e 80° .

Qualidade de radiação	Distância (m)	Kerma no ar (mGy/u.m.)	Coeficientes de conversão $h_p(10; R; \alpha)$ (Sv/Gy)				Equivalente de dose individual $H_p(10)$ (mSv/u.m.)			
			0°	45°	60°	75°	0°	45°	60°	75°
N-30	2	0,298	0,79	0,65	0,49	0,23	0,235	0,194	0,146	0,069
N-40	2	0,284	1,17	1,02	0,85	0,50	0,332	0,290	0,241	0,142
N-60	2	0,312	1,65	1,47	1,27	0,84	0,515	0,459	0,396	0,262
N-80	2	0,265	1,88	1,71	1,50	1,05	0,498	0,453	0,398	0,278
N-100	2	0,204	1,88	1,73	1,53	1,11	0,384	0,353	0,312	0,226
N-120	2	0,164	1,81	1,68	1,51	1,10	0,297	0,278	0,248	0,180
Kerma no ar (mGy/min)			Equivalente de dose individual $H_p(10)$ (mSv/min)							
S-Cs	2	1,430	1,21	1,22	1,19	1,05	1,730	1,745	1,702	1,502
S-Co	2	28,54	1,15	1,16	1,14	1,06	32,82	33,11	32,54	30,25

Tabela 7.8) Valores convencionados verdadeiros do equivalente de dose individual, $H_p(10)$.

O coeficiente de calibração N_H é obtido para a qualidade de radiação N-60 e ângulo de incidência 0° e é dado por:

$$N_H = \frac{H_p(10; N - 60,0^\circ)}{Q} = h_p(10; N - 60,0^\circ) \cdot \frac{K_a}{Q}$$

Os coeficientes de calibração obtidos para as câmaras de ionização $H_p(10)_1$ e $H_p(10)_2$ foram $5,52 \times 10^6 \text{ Sv/C}$ e $2,17 \times 10^6 \text{ Sv/C}$, respectivamente.

VII.4.5 Determinação dos factores de correcção para as diferentes qualidades de radiação e ângulos de incidência

A seguir à determinação do coeficiente de calibração para N-60 e 0°, procedeu-se ao cálculo dos factores de correcção para as qualidades de radiação e ângulos de incidência cuja resposta foi investigada. O valor do factor de correcção para a qualidade de radiação R e ângulo α é dado por:

$$k(R, \alpha) = \frac{H_p(10; R, \alpha)}{N_H.Q}$$

A independência dos factores de correcção torna-se importante para anular pequenas diferenças espectrais nos diferentes laboratórios de metrologia. Numa câmara independente da energia e do ângulo de incidência, os factores de correcção seriam iguais à unidade. Embora isso seja fisicamente impossível, a construção de uma câmara cujos factores de correcção dependam muito pouco da energia e ângulo de incidência anula as diferenças espectrais das várias ampolas em diversos laboratórios de metrologia.

Os factores de correcção obtidos para as diferentes qualidades de radiação e ângulos de incidência para as duas câmaras estão expostos nas tabelas 7.9 e 7.10.

Qualidade de radiação	Energia média (keV)	Factores de correcção ao coeficiente de calibração para N-60 e 0°			
		0°	45°	60°	75°
N-30	24	0,77	0,81	0,97	1,15
N-40	33	0,98	0,89	0,93	0,93
N-60	48	1,00	1,01	1,05	1,09
N-80	65	0,97	0,95	0,94	0,92
N-100	83	0,92	0,90	0,99	0,99
N-120	100	1,06	1,06	1,07	1,16
S-Cs	661,6	0,65	0,67	0,68	0,69
S-Co	1252,9	0,63	0,64	0,65	0,67

Tabela 7.9) Factores de correcção ao coeficiente de calibração para a qualidade de radiação N-60 e 0° para a câmara $H_p(10)_1$.

Qualidade de radiação	Energia média (keV)	Factores de correcção ao coeficiente de calibração para N-60 e 0°			
		0°	45°	60°	75°
N-30	24	1,36	1,63	1,88	2,04
N-40	33	1,12	1,27	1,53	1,70
N-60	48	1,00	1,04	1,13	1,23
N-80	65	0,81	0,82	0,84	0,87
N-100	83	0,78	0,78	0,79	0,80
N-120	100	0,74	0,74	0,75	0,76
S-Cs	661,6	0,54	0,55	0,55	0,56
S-Co	1252,9	0,51	0,51	0,51	0,53

Tabela 7.10) Factores de correcção ao coeficiente de calibração para a qualidade de radiação N-60 e 0° para a câmara $H_p(10)_2$.

De modo a compreender a dependência energética dos factores de correcção, fizeram-se gráficos destes em função da energia da radiação.

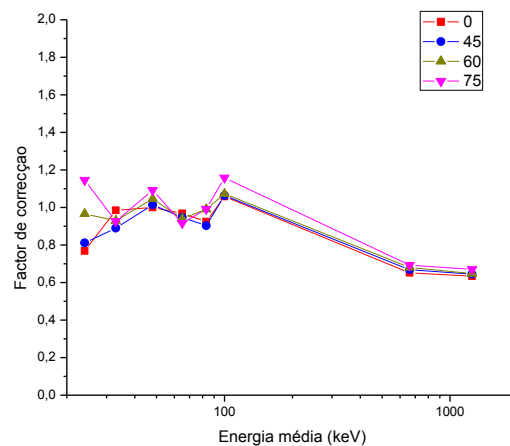


Figura 7.8) Dependência energética dos factores de correcção ao coeficiente de calibração para N-60 e 0° para a câmara $H_p(10)_1$.

O gráfico mostra que os factores de correcção têm uma dependência pequena relativamente à energia, para as qualidades de radiação e ângulos de incidência investigados.

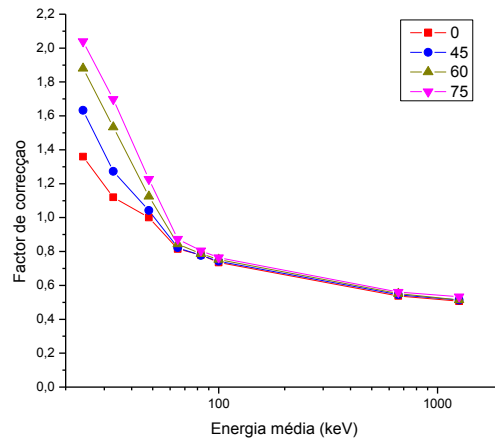


Figura 7.9) Dependência energética dos factores de correcção ao coeficiente de calibração para N-60 e 0° para a câmara $H_p(10)_2$.

Para esta câmara, verifica-se que os factores de correcção são dependentes da energia, para cada ângulo de incidência, principalmente para energias mais baixas.

VII.4.6 Determinação da resposta da câmara de ionização em $H_p(10)$ em função do ângulo de incidência da radiação

A resposta da câmara de ionização em $H_p(10)$ é dada pelo inverso dos factores de correcção, ou seja:

$$R = \frac{Q}{H_p(10)}$$

A resposta normalizada da câmara $H_p(10)_1$ em $H_p(10)$ está exposta na tabela 7.11.

Qualidade de radiação	Energia média (keV)	Resposta, normalizada, da câmara de ionização ao $H_p(10)$			
		0°	45°	60°	75°
N-30	24	1,00	0,95	0,80	0,67
N-40	33	1,00	1,11	1,06	1,06
N-60	48	1,00	0,99	0,96	0,92
N-80	65	1,00	1,02	1,03	1,06
N-100	83	1,00	1,02	0,93	0,93
N-120	100	1,00	1,00	0,99	0,91
S-Cs	661,6	1,00	0,98	0,96	0,94
S-Co	1252,9	1,00	0,98	0,98	0,94

Tabela 7.11) Resposta em $H_p(10)$, normalizada para o ângulo de 0°, da câmara $H_p(10)_1$.

Pode-se verificar que a dependência da resposta da câmara $H_p(10)_1$ ao $H_p(10)$ é menor do que a resposta da câmara ao kerma no ar. Existe uma dependência maior da resposta na câmara ao $H_p(10)$ para a qualidade de radiação N-30, onde para um ângulo de 75° existe uma dependência de 33%.

Qualidade de radiação	Energia média (keV)	Resposta, normalizada, da câmara de ionização ao $H_p(10)$			
		0°	45°	60°	75°
N-30	24	1,00	0,97	0,95	0,86
N-40	33	1,00	0,98	0,96	0,89
N-60	48	1,00	1,00	0,97	0,94
N-80	65	1,00	1,00	1,00	0,95
N-100	83	1,00	0,99	0,98	0,94
N-120	100	1,00	0,98	0,94	0,96
S-Cs	661,6	1,00	0,98	0,97	0,94
S-Co	1252,9	1,00	0,99	0,95	0,93

Tabela 7.12) Resposta em $H_p(10)$, normalizada para o ângulo de 0° , da câmara $H_p(10)_2$.

Pode-se verificar que a dependência da resposta da câmara ao $H_p(10)$ para a câmara $H_p(10)_2$ é menor do que a resposta em $H_p(10)$ para a câmara $H_p(10)_1$. Existe uma dependência maior da resposta na câmara ao $H_p(10)$ para a qualidade de radiação N-30, onde para um ângulo de 75° existe uma dependência de 14%.

VII.5 Comparação entre os resultados experimentais para as câmaras $H_p(10)_0$, $H_p(10)_1$ e $H_p(10)_2$

Compararam-se os resultados experimentais para as três câmaras de ionização estudadas neste trabalho. A tabela 7.13 mostra os factores de correcção para as câmaras $H_p(10)_0$ e $H_p(10)_1$.

Energia Média (keV)	Factores correcção câmara $H_p(10)_1$				Factores correcção câmara $H_p(10)_0$			
	0°	45°	60°	75°	0°	45°	60°	75°
24	0,77	0,81	0,97	1,15	0,82	0,85	0,86	0,95
33	0,98	0,89	0,93	0,93	0,94	0,95	0,97	1,06
48	1,00	1,01	1,05	1,09	1,00	1,00	1,03	1,08
65	0,97	0,95	0,94	0,92	0,99	0,99	0,99	1,04
83	0,92	0,90	0,99	0,99	0,93	0,94	0,95	0,99
100	1,06	1,06	1,07	1,16	0,89	0,91	0,94	0,93
661,6	0,65	0,67	0,68	0,69	0,84	0,86	0,87	0,90
1252,9	0,63	0,64	0,65	0,67	0,85	0,86	0,89	0,90

Tabela 7.13) Factores de correcção ao coeficiente de calibração para N-60 para as câmaras $H_p(10)_1$ e $H_p(10)_0$.

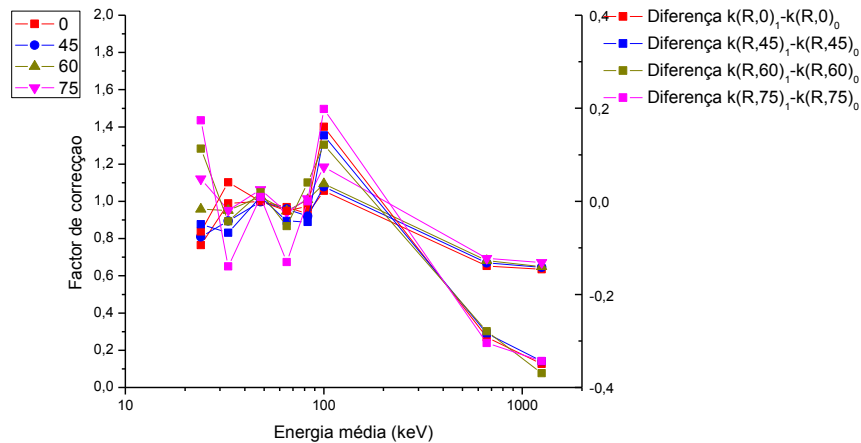


Figura 7.10) Factores de correcção ao coeficiente de calibração para N-60 para a câmara $H_p(10)_1$ e diferença com os factores de correcção calculados para a câmara $H_p(10)_0$.

Na figura 7.10 é apresentado um gráfico com os factores de correcção para a câmara $H_p(10)_1$ e a diferença entre estes e os factores de correcção calculados para a câmara $H_p(10)_0$.

A tabela 7.13 mostra que os resultados experimentais obtidos estão de acordo com os resultados simulados. Quando se diminuiu as dimensões exteriores da câmara inicial, verificou-se que a energia depositada diminuiu mais para as altas energias de raios-X utilizadas neste trabalho (a partir dos 48 keV) do que nas baixas energias. Verificou-se ainda que a alteração na energia depositada para o ^{137}Cs e ^{60}Co foi muito pequena. Assim, experimentalmente, a razão Q/H_p em relação à qualidade de radiação N-60 aumentou para energias mais baixas (abaixo de 48 keV) e diminuiu para energias acima de 48 keV. Por este motivo, o factor de correcção para N-30 e um ângulo de incidência de 0° diminui

relativamente à câmara inicial. Contudo, o mesmo deveria ter acontecido para N-40, o que não se sucedeu. Isto pode ter-se devido à extrema instabilidade da câmara nas baixas energias, o que dificultou as medidas eléctricas, tal como comprova a dependência angular para N-40 e 45°, cujo valor prático se encontra muito distante dos restantes valores. Para energias de raios-X acima dos 48 keV, a razão Q/H_p diminuiu e consequentemente os factores de correcção aumentaram. De facto, isto verifica-se para a qualidade de radiação N-120, onde o factor de correcção para 0° aumentou de 0,89 para 1,06, o que está de acordo com os resultados obtidos por simulação. Para as radiações ^{137}Cs e ^{60}Co a energia depositada pouco variou o que implicou uma diminuição dos factores de correcção, como comprovaram os resultados práticos. Nestas energias de radiação, os débitos de dose são tão elevados que pequenas instabilidades da câmara não influenciam os resultados experimentais. Deste modo, para estas qualidades de radiação, a razão Q/H_p aumentou em relação a N-60, o que fez com que os factores de correcção decrescessem.

Relativamente à dependência angular, não existe grande diferença entre os factores de correcção para a câmara $H_p(10)_1$ e câmara $H_p(10)_0$. Estas apresentam dependências angulares semelhantes, tal como mostram os factores de correcção para os vários ângulos de incidência.

Para comparar os resultados experimentais das câmaras $H_p(10)_1$ e $H_p(10)_2$, compararam-se os factores de correcção para as duas câmaras.

Energia Média (keV)	Factores correcção câmara $H_p(10)_1$				Factores correcção câmara $H_p(10)_2$			
	0°	45°	60°	75°	0°	45°	60°	75°
24	0,77	0,81	0,97	1,15	1,36	1,63	1,88	2,04
33	0,98	0,89	0,93	0,93	1,12	1,27	1,53	1,70
48	1,00	1,01	1,05	1,09	1,00	1,04	1,13	1,23
65	0,97	0,95	0,94	0,92	0,81	0,82	0,84	0,87
83	0,92	0,90	0,99	0,99	0,78	0,78	0,79	0,80
100	1,06	1,06	1,07	1,16	0,74	0,74	0,75	0,76
661,6	0,65	0,67	0,68	0,69	0,54	0,55	0,55	0,56
1252,9	0,63	0,64	0,65	0,67	0,51	0,51	0,51	0,53

Tabela 7.14) Factores de correcção ao coeficiente de calibração para N-60 para as câmaras $H_p(10)_1$ e $H_p(10)_2$.

De facto, a substituição da placa de alumínio por uma de cobre da mesma espessura e posterior aumento do volume sensível da câmara de ionização fez com que a razão Q/H_p diminuísse nas energias inferiores a 48 keV e aumentasse nas energias superiores a essa

energia. Os resultados experimentais mostram que, tal como esperado, os factores de correcção subiram nas energias abaixo de 48 keV e desceram nas energias acima desse valor.

Em relação à dependência angular, os resultados práticos mostram que, à medida que se aumenta a energia os factores de correcção para os diferentes ângulos para uma mesma qualidade de radiação tornam-se mais próximos dos factores de correcção para 0° . Para a câmara $H_p(10)_2$, as medidas experimentais foram mais fáceis de obter, pois com o aumento do tamanho do volume sensível ocorreu um aumento proporcional da carga eléctrica que se traduziu em menos efeitos de possíveis instabilidades da câmara nos resultados experimentais, dado que a carga eléctrica colectada era maior.

Capítulo VIII

Desenvolvimento e caracterização de uma câmara de ionização optimizada

VIII.1 Introdução

O último objectivo deste trabalho consistiu na interpolação dos resultados experimentais e de simulação e do estabelecimento de uma relação entre eles com vista ao desenvolvimento e caracterização de uma câmara de ionização optimizada.

Quando se fala em optimização, devem ser seguidos critérios de optimização de modo a estabelecer prioridades. No que diz respeito a uma câmara de ionização, uma optimização pode ser vista sob três pontos de vista: uma optimização em relação às dimensões exteriores da câmara, uma optimização da câmara de ionização relativamente à dependência energética e dependência angular, tendo sempre em mente que uma optimização de uma câmara de ionização relativamente a um dos aspectos mencionados pode não significar uma optimização em relação a qualquer um dos outros aspectos.

Neste capítulo tomam-se por base os conhecimentos teóricos (simulação) e experimentais de forma a optimizar uma câmara de ionização relativamente às suas dimensões exteriores, dependência energética e angular, ou seja, isto implica uma redução do peso da câmara e aumento da sua portabilidade bem como tornar a sua resposta tão independente quanto possível da energia da radiação e do ângulo de incidência. Assim, neste capítulo são apresentados alguns fundamentos que servirão de base à construção de uma câmara de ionização optimizada bem como alguns estudos teóricos necessários para essa optimização, utilizando os conhecimentos adquiridos por simulação e experimentação. Primeiramente será feita uma comparação entre os resultados obtidos por simulação de Monte Carlo e os resultados experimentais, estabelecendo-se uma relação entre eles. Esta relação será utilizada para relacionar a energia depositada por partícula com a carga eléctrica medida pela câmara de modo a ser possível prever a carga eléctrica obtida experimentalmente por simulação. Seguidamente serão apontadas pistas e caminhos de optimização possíveis conforme o objectivo de optimização.

VIII.2 Estudo teórico da optimização da câmara de ionização relativamente à dependência energética e angular

VIII.2.1 O equivalente de dose individual a 10 mm de profundidade é dado por:

$$H_p(10, R, \alpha) = N_H \cdot k(R, \alpha) \cdot Q$$

em que N_H é o factor de calibração para a qualidade de radiação N-60 e um ângulo de 0° , $k(R, \alpha)$ é o factor de correcção para a qualidade de radiação R e ângulo α e Q é a carga medida pela câmara.

VIII.2.2 Coeficiente de calibração N_H

O coeficiente de calibração N_H é obtido para a qualidade de radiação N-60 e ângulo de incidência 0° . Sabendo que:

$$H_p(10; N - 60, 0^\circ) = h_p(10; N - 60, 0^\circ) \times K_a(N - 60)$$

e que:

$$k(N - 60, 0^\circ) = 1$$

$$N_H = \frac{H_p(10; N - 60, 0^\circ)}{Q} = h_p(10; N - 60; 0^\circ) \cdot \frac{K_a}{Q}$$

em que K_a é o valor convencionado verdadeiro de kerma no ar e $h_p(10; N - 60, 0^\circ)$ é o coeficiente de conversão de K_a para $H_p(10; N - 60, 0^\circ)$ para o fantoma para a qualidade de radiação de N-60 e $\alpha=0^\circ$.

VIII.2.3 Factor de correcção $k(R, \alpha)$

O factor de correcção é obtido através da junção das duas equações anteriores e é dado por:

$$k(R, \alpha) = \frac{h_p(10; R, \alpha)}{h_p(10; N - 60, 0^\circ)} \frac{K_a(R)}{K_a(N - 60)} \frac{Q(N - 60, 0^\circ)}{Q(R, \alpha)}$$

Uma optimização ideal quer que os factores de correcção para todas as qualidades de radiação e todos os ângulos sejam 1. Fisicamente isso será impossível, mas o nosso objectivo

é aproximar os factores de correcção da unidade de modo a diminuir a dependência energética e angular.

VIII.2.4 Dependência energética para 0°

No caso de uma optimização relativamente à dependência energética, o factor de correcção para uma dada qualidade de radiação R e ângulo de 0° deve ser igual a 1. Assim:

$$\begin{aligned} k(R, 0^\circ) &= \frac{h_p(10; R, 0^\circ)}{h_p(10; N - 60, 0^\circ)} \frac{K_a(R)}{K_a(N - 60)} \frac{Q(N - 60, 0^\circ)}{Q(R, 0^\circ)} \Leftrightarrow \\ &\Leftrightarrow 1 = \frac{h_p(10; R, 0^\circ)}{h_p(10; N - 60, 0^\circ)} \frac{K_a(R)}{K_a(N - 60)} \frac{Q(N - 60, 0^\circ)}{Q(R, 0^\circ)} \Leftrightarrow \\ &\Leftrightarrow \frac{K_a(N - 60) \times h_p(10; N - 60, 0^\circ)}{Q(N - 60, 0^\circ)} = \frac{h_p(10; R, 0^\circ) \times K_a(R)}{Q(R, 0^\circ)} \end{aligned}$$

Logo:

$$\frac{h_p(10; R, 0^\circ) \times K_a(R)}{Q(R, 0^\circ)} = \text{constante}$$

Sabendo que:

$$H_p(10; R, 0^\circ) = h_p(10; R, 0^\circ) \times K_a(R)$$

Obtém-se:

$$H_p(10; R, 0^\circ) = k \times Q(R, 0^\circ) \quad (k \text{ é uma constante})$$

Q deve ser proporcional a $H_p(10; R, 0^\circ)$

VII.2.5 Dependência angular para $N - 60$

No caso de uma optimização relativamente à dependência angular, o factor de correcção para uma determinado ângulo α de uma dada qualidade de radiação R deve ser igual a 1. Assim:

$$\begin{aligned} k(N - 60, \alpha) &= \frac{h_p(10; N - 60, \alpha)}{h_p(10; N - 60, 0^\circ)} \frac{Q(N - 60, 0^\circ)}{Q(N - 60, \alpha)} = 1 \Leftrightarrow \\ &\Leftrightarrow \frac{h_p(10; N - 60, \alpha)}{Q(N - 60, \alpha)} = \frac{h_p(10; N - 60, 0^\circ)}{Q(N - 60, 0^\circ)} \end{aligned}$$

Logo:

$$\frac{h_p(10; N - 60, \alpha)}{Q(N - 60, \alpha)} = \text{constante}$$

Obtém-se:

$$h_p(10; N - 60, \alpha) = k \times Q(N - 60, \alpha) \quad (k \text{ é uma constante})$$

Q deve ser proporcional a $h_p(10; N - 60, \alpha)$

Como provado pelos cálculos efectuados, no caso da dependência energética, Q deverá ser proporcional a $H_p(10; R, 0^\circ)$, ou seja, a curva de Q em função da energia terá de seguir o mesmo “andamento” que $H_p(10; R, 0^\circ)$ para os mesmos valores de energia. No caso da dependência angular, Q deverá ser proporcional aos coeficientes de conversão para cada qualidade de radiação, ou seja, para uma dada energia, Q deverá seguir o valor dos coeficientes de conversão para essa mesma energia. Relativamente à diminuição das dimensões exteriores da câmara de ionização, o objectivo passa por reduzir as dimensões e consequentemente a sua massa sem que haja uma diminuição muito acentuada, para cada qualidade de radiação, da energia depositada e consequentemente da carga eléctrica.

Contudo, na simulação obtemos $F6$ e não o valor carga eléctrica, o que torna mais difícil prever quais serão os valores da carga eléctrica para uma dada geometria sem recurso a resultados experimentais. Apesar de se saber que a energia depositada é proporcional à carga eléctrica, não é possível transformar a energia depositada calculada por simulação em carga eléctrica dado não se saber o número de partículas que chega ao volume sensível no caso das qualidades de radiação de raios-X e que assim contribui para a carga colectada. A carga eléctrica fornece-nos, no caso dos raios-X, uma medida da carga eléctrica por unidade monitor, sendo que a medida de unidade monitor é uma normalização da carga eléctrica para o valor convencionado verdadeiro de kerma no ar no ponto de medição. Assim, podemos considerar que os resultados experimentais fornecem-nos a carga eléctrica por unidade de kerma, $(\frac{Q}{K_a})_{exp}$. No caso da simulação, esta dá-nos a energia calculada por partícula, ou seja, a energia depositada normalizada para unidades de fluxo, $(\frac{E_d}{\phi})_{sim}$. Atendendo a que a E_d é proporcional à carga eléctrica, Q , na simulação obtemos $(\frac{k.Q}{\phi})_{sim}$. Se normalizarmos ambos os quocientes para uma dada qualidade de radiação R , a constante desaparece, sendo que ficamos com a equação:

$$\left(\frac{Q}{K_a}\right)_{exp} = \left(\frac{Q}{\phi}\right)_{sim}$$

Se dividirmos as cargas eléctricas experimentais e simuladas (neste caso em forma de energia depositada, ficamos com “factores de conversão” de fluxo para kerma tais como os apresentados pela ICRU na sua publicação 74 para fotões monoenergéticos [ICRU74]. Apesar das limitações deste estudo, estamos agora em condições de comparar os resultados de simulação com os resultados experimentais de forma a estabelecer uma relação entre eles e assim, ser possível prever por simulação factores de correcção que possibilitem a optimização de uma câmara relativamente à dependência energética e angular. Os valores das energias depositadas e cargas eléctricas para as três câmaras estudadas neste trabalho e para as qualidades de radiação de raios-X e para a fonte de ^{137}Cs são apresentadas nas figuras 8.1 e 8.2, respectivamente.

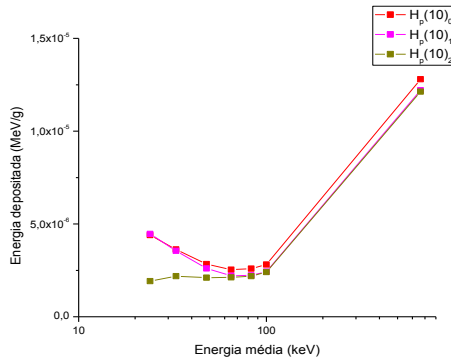


Figura 8.1) Energia depositada em função da energia média para as três câmaras estudadas neste trabalho.

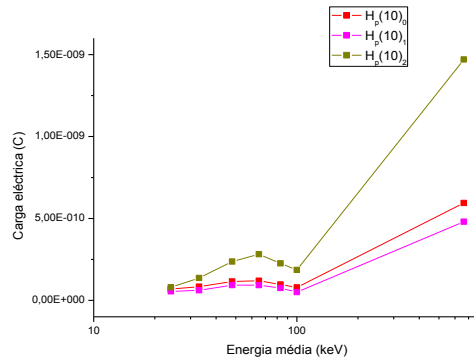


Figura 8.2) Carga eléctrica em função da energia média para as três câmaras estudadas neste trabalho.

De acordo com o descrito atrás, um quociente entre a energia depositada e a carga eléctrica para cada qualidade de radiação providenciará uma relação entre os resultados simulados e experimentais. As razões $F6/Q$, normalizadas para a qualidade de radiação N-60, para as três câmaras de ionização estudadas neste trabalho, são apresentadas na figura 8.3.

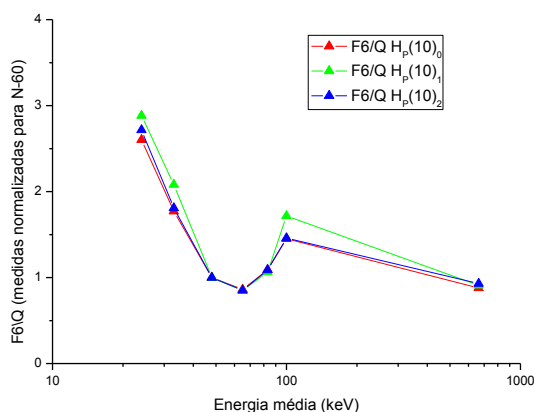


Figura 8.3) Razão $F6/Q$, normalizada para a qualidade de radiação N-60, para as três câmaras estudadas neste trabalho.

VIII.3 Estudos de simulação

VIII.3.1 Optimização da câmara de ionização relativamente à dependência energética

Como foi demonstrado nos cálculos teóricos efectuados, Q deverá ser proporcional ao valor convencionado verdadeiro do equivalente de dose individual, $H_p(10)$, de modo a obter-se uma câmara de ionização totalmente independente da energia de radiação. Uma câmara ideal teria como factores de correcção para as diferentes qualidades de radiação e ângulo de incidência de 0° igual a 1. Nesta secção estudou-se a variação da resposta da câmara de ionização para as qualidades de radiação de raios-X, pois é nesta gama de energias que se verificam pequenas diferenças espectrais nos diferentes laboratórios de metrologia que uma câmara independente da energia conseguiria colmatar. Para os estudos de simulação da dependência energética e angular, definiu-se como prioridade uma optimização relativamente à energia, estudando-se depois a dependência angular.

Como ponto de partida, analisou-se a proporcionalidade entre o tally F6 e o valor convencionado verdadeiro do equivalente de dose individual, $H_p(10)$. As medidas da energia depositada foram modificadas de acordo com a relação entre o tally F6 e a carga eléctrica. Ao tally F6 modificado passaremos a designar de F6*. As medidas de F6 e $H_p(10)$ para a geometria inicial G_0 , normalizadas para a energia de 48 keV, são apresentadas no gráfico 8.4.

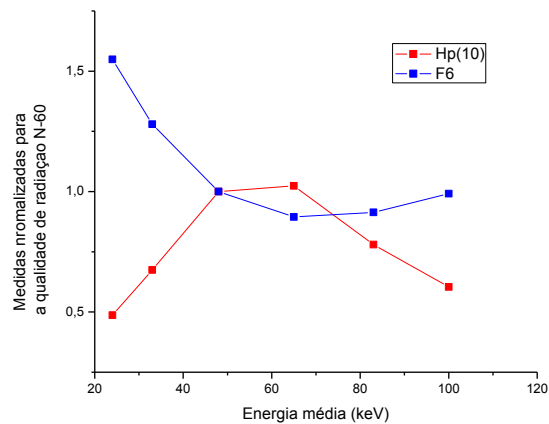


Figura 8.4) Valores normalizados para a energia de 48 keV, de F6 e $H_p(10)$, em função da energia média.

O gráfico mostra que não existe proporcionalidade entre o $F6$ e $H_p(10)$, pois as curvas têm andamentos diferentes. O valor de $H_p(10)$ é um valor convencionado, logo não é passível de ser alterado. Assim, o estudo a fazer é analisar que parâmetros se podem alterar de modo a influenciar $F6$ no sentido de aproximar a sua curva da curva do $H_p(10)$. Não haverá muitos: a dimensão do volume sensível, um material a forrar a superfície da câmara diferente do alumínio, como, por exemplo, o cobre.

Nesta optimização será seguido um critério que apontará para a optimização relativamente aos três objectivos referidos anteriormente. Assim, e considerando que a redução das dimensões da câmara irá optimizar a dependência angular, dado que o trajecto a ser percorrido pelas partículas será menor, partiremos de uma câmara reduzida de modo a optimizá-la relativamente à dependência energética. De acordo com os gráficos acima representados, existe uma relação média entre a energia depositada ($F6$) e a carga eléctrica. A tabela seguinte apresenta os valores médios da razão entre a energia depositada e a carga eléctrica para as três câmaras. Esta optimização será feita no intervalo de energias de raios-X, dado que para as fontes radioactivas ^{137}Cs e ^{60}Co os espectros da fonte são conhecidos e não existem diferenças nos diferentes espectros das diversas fontes, pelo que se pode prever a carga eléctrica através da actividade da fonte.

Energia média (keV)	Energia depositada → Carga eléctrica
24	0,37
33	0,53
48	1,00
65	1,17
83	0,92
100	0,65

Tabela 8.1) Relações médias entre a carga eléctrica e energia depositada obtidas após estudos de simulação e experimentais.

Os valores apresentados no gráfico são normalizados para a qualidade de radiação N-60. Definidos os valores pelos quais transformamos o F6 num F6* que reproduzirá a curva da carga eléctrica, estamos em condições de aplicar os resultados da simulação no estudo teórico desenvolvido.

Na figura 8.3, são apresentadas as curvas de F6* e H_p para a câmara $H_p(10)_0$.

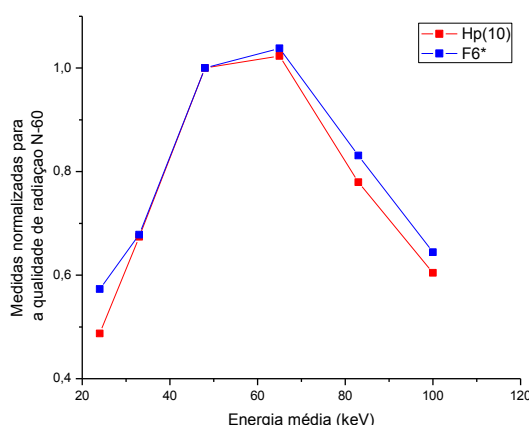


Figura 8.5) Valores normalizados de $H_p(10)$ e F6* para a câmara $H_p(10)_0$.

O gráfico mostra que a curva da energia depositada transformada acompanha o andamento da curva do valor verdadeiro convencionado $H_p(10)$, contudo existe diferenças relativas, se bem que pequenas, para as energias em volta de 48 keV. Assim se justifica a fraca dependência energética existente para a câmara $H_p(10)_0$. De facto, os valores dos factores de correcção obtidos para essa câmara estão de acordo com o gráfico acima apresentado, visto que, se F6* (que representa a carga eléctrica) apresenta valores superiores aos valores de $H_p(10)$ para as energias em torno de 48 keV (N-60), os valores dos factores de correcção para essas energias deverão ser inferiores à unidade, o que se verifica para a câmara $H_p(10)_0$. A simulação computacional mostrou-nos que a diminuição das dimensões da câmara de ionização faz diminuir a energia depositada nas energias de raios-X superiores a 48

keV. Assim, uma diminuição das dimensões da câmara aponta para uma optimização nas energias superiores a 48 keV, aproximando a curva de F6* do valor convencionado verdadeiro do equivalente de dose individual. Assim, foram estudadas as curvas de F6* e de $H_p(10)$ para algumas das geometrias estudadas no capítulo VI.

Energia média (keV)	H_p	G_0	G_3	G_7	G_9	G_{11}
24	0,49	0,57	0,58	0,62	0,63	0,66
33	0,67	0,68	0,69	0,72	0,73	0,74
48	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
65	1,02	1,04	1,02	0,99	0,98	0,97
83	0,78	0,83	0,81	0,78	0,78	0,77
100	0,60	0,64	0,63	0,61	0,60	0,60

Tabela 8.2) Medidas normalizadas para a energia de 48 keV, do valor convencionado verdadeiro do equivalente de dose individual e da energia depositada transformada para várias geometrias.

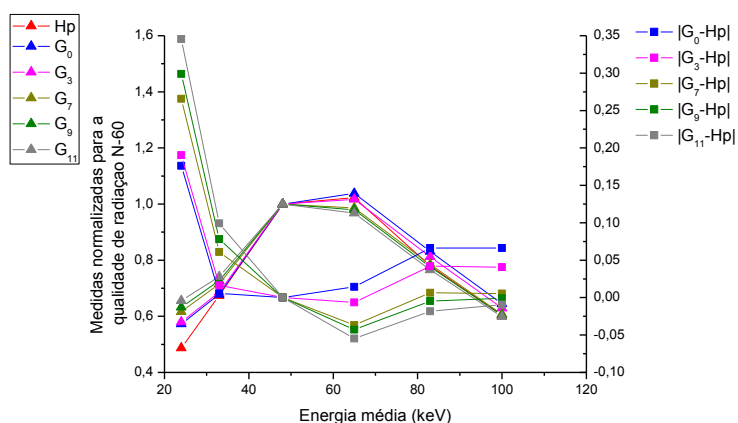


Figura 8.6) Medidas normalizadas para a energia de 48 keV, do valor convencionado verdadeiro do equivalente de dose individual e da energia depositada transformada para várias geometrias.

Como a tabela e o gráfico mostram, com a diminuição das dimensões da câmara existe uma diminuição da energia depositada para as qualidades de radiação N-80, N-100 e N-120. As diferenças entre a energia depositada transformada F6* para as geometrias e o valor de $H_p(10)$ é menor nestes valores de energia para a geometria G_7 , dado que para esta geometria a diferença entre a curva de F6* e $H_p(10)$ é próxima de 0 para as qualidades de radiação N-100 e N-120.

Uma optimização da câmara para as energias mais baixas implica a diminuição da energia depositada nessas energias. O estudo de simulação provou que a variação do raio do volume sensível na presença de uma placa de cobre implica uma diminuição maior da energia

depositada nas energias mais baixas de raios-X do que nas energias mais altas. No gráfico seguinte são apresentados os resultados de F6* para a geometria G₇ com uma placa de cobre e diversos raios de volume sensível.

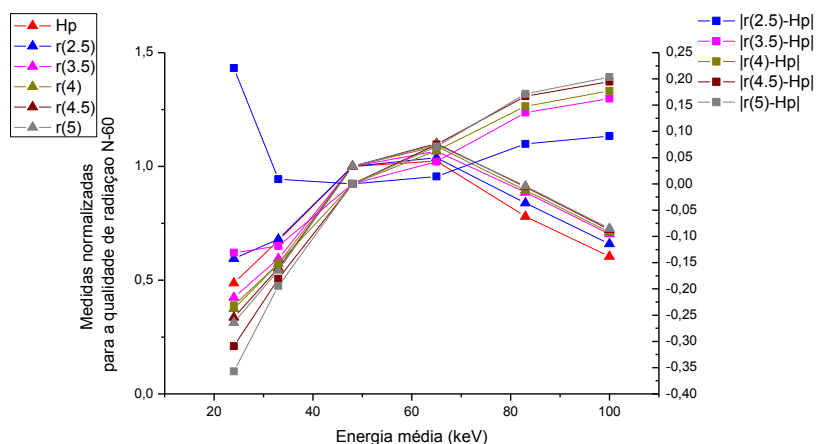


Figura 8.7) Medidas normalizadas para a energia de 48 keV, do valor convencionado verdadeiro do equivalente de dose individual e F6* para diferentes raios de volume sensível na presença de uma placa de cobre.

O gráfico mostra que para um raio de 2,5 cm com placa de cobre a optimização é máxima, dado que a diferença entre F6* e $H_p(10)$ aproxima-se de 0. A tabela seguinte mostra a diferença entre F6* e o valor convencionado verdadeiro do equivalente de dose individual para duas geometrias, uma com apenas diminuição das dimensões da câmara e outra em que existe diminuição das dimensões da câmara e utilização de uma placa de cobre com 0,1 mm de espessura, as quais passam a ser designadas de G₀₁ e G₀₂.

Energia média (keV)	H_p	F6* para a Geometria G ₀₁	F6* para a Geometria G ₀₂	Diferenças relativas entre F6* e H_p para a geometria G ₀₁	Diferenças relativas entre F6* e H_p para a geometria G ₀₂
24	0,49	0,62	0,59	0,21	0,17
33	0,67	0,72	0,68	0,07	0,01
48	1,00	1,00	1,00	0,00	0,00
65	1,02	0,99	1,04	-0,03	0,02
83	0,78	0,78	0,84	0,00	0,07
100	0,60	0,61	0,66	0,02	0,09

Tabela 8.3) Valores normalizados do equivalente de dose individual e da energia depositada transformada para ambas as geometrias e diferenças entre estes.

Os valores dos factores de correcção previstos para ambas as geometrias, para todas as qualidades de radiação de raios-X e ângulo de incidência de 0° são apresentados na tabela 8.4.

Energia média (keV)	$k(R, 0)$ - Geometria G_{01}	$k(R, 0)$ – Geometria G_{02}
24	0,79	0,83
33	0,93	0,99
48	1,00	1,00
65	1,03	0,98
83	1,00	0,93
100	0,99	0,91

Tabela 8.4) Valores previstos dos factores de correcção para as geometrias G_{01} e G_{02} .

De facto, a partir dos valores das energias depositadas transformadas e sabendo-se o valor convencionado verdadeiro da grandeza a medir, é possível prever os factores de correcção para uma qualidade de radiação R e um ângulo de 0° , determinando-se desta forma a independência energética das câmaras optimizadas. Para a primeira geometria optimizada, existe uma optimização máxima para as geometrias de raios-X acima de 48 keV, como se pode ver pela tabela. No caso da geometria em que além da diminuição das dimensões da câmara se introduziu uma placa de cobre, existe uma optimização para as energias abaixo de 48 keV. Uma optimização para a qualidade de radiação N-30 implicaria uma menor independência da resposta da câmara optimizada para outras qualidades de radiação, como se pode verificar pela tabela.

VIII.3.2 Optimização da câmara de ionização relativamente à dependência angular

Como a demonstração teórica mostrou, numa câmara independente do ângulo de incidência, a curva da energia depositada em função do ângulo de incidência para uma dada qualidade de radiação deverá acompanhar a curva dos coeficientes de conversão para essa mesma qualidade de radiação. As figuras 8.8 a 8.15 mostram os valores normalizados para um ângulo de 0° , das energias depositadas para a câmara $H_p(10)_0$ e geometria G_{02} e ainda os coeficientes de conversão para as qualidades de radiação estudadas neste trabalho.

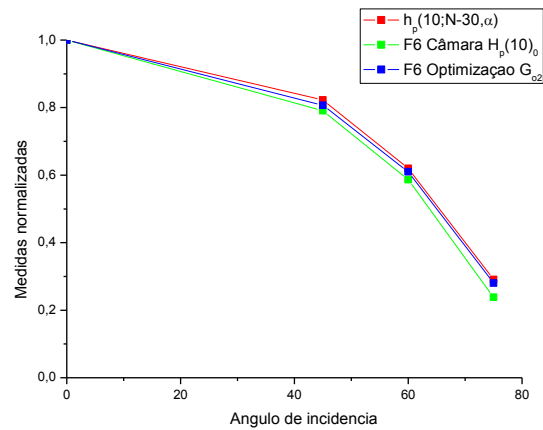


Figura 8.8) Valores normalizados para 0° , da energia depositada e dos coeficientes de conversão para a qualidade de radiação N-30.

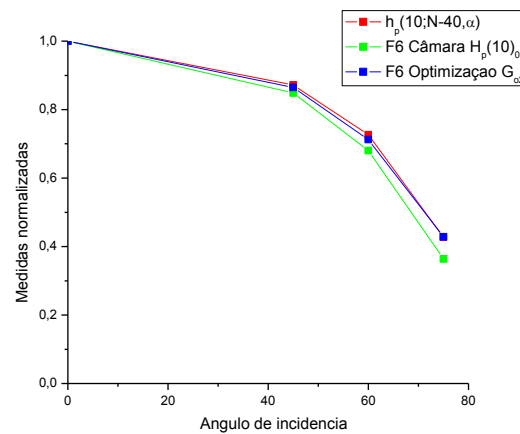


Figura 8.9) Valores normalizados para 0° , da energia depositada e dos coeficientes de conversão para a qualidade de radiação N-40.

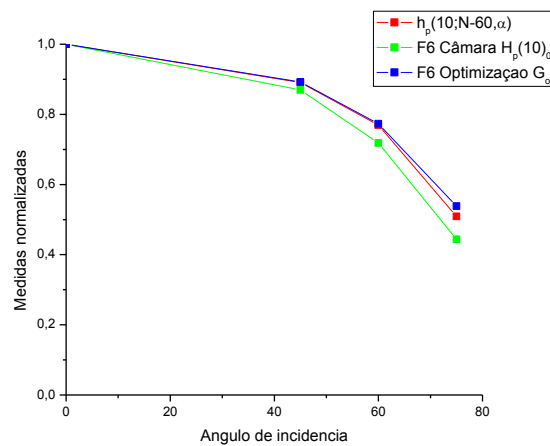


Figura 8.10) Valores normalizados para 0° , da energia depositada e dos coeficientes de conversão para a qualidade de radiação N-60.

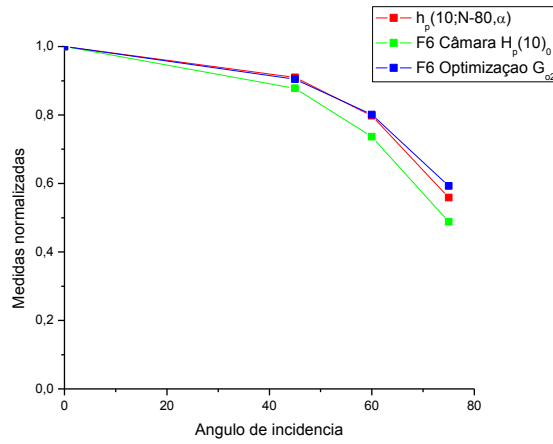


Figura 8.11) Valores normalizados para 0°, da energia depositada e dos coeficientes de conversão para a qualidade de radiação N-80.

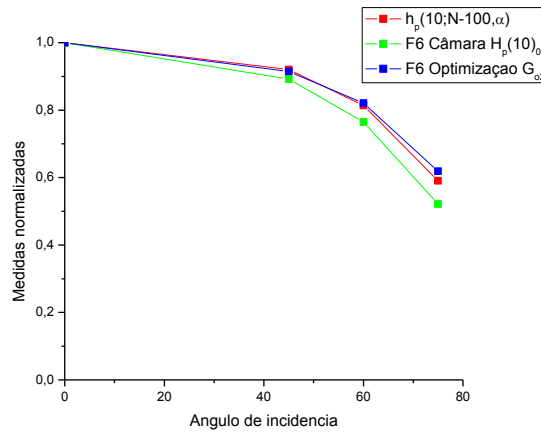


Figura 8.12) Valores normalizados para 0°, da energia depositada e dos coeficientes de conversão para a qualidade de radiação N-100.

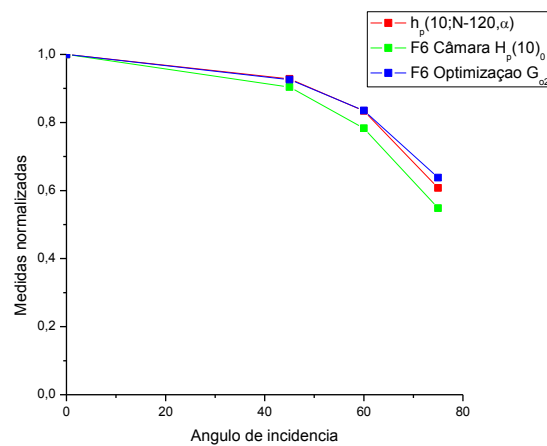


Figura 8.13) Valores normalizados para 0°, da energia depositada e dos coeficientes de conversão para a qualidade de radiação N-120.

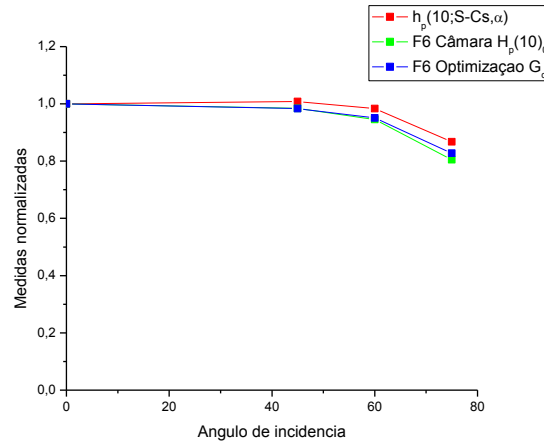


Figura 8.14) Valores normalizados para 0°, da energia depositada e dos coeficientes de conversão para a qualidade de radiação S-Cs.

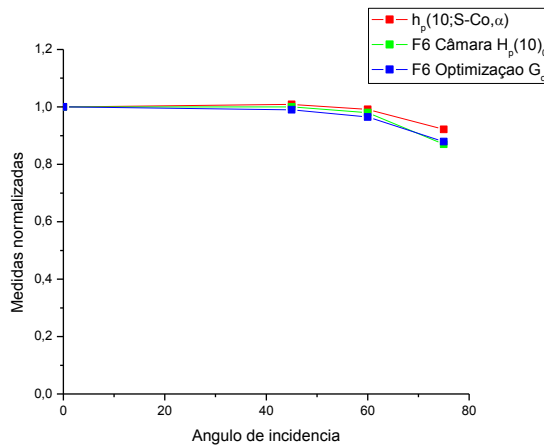


Figura 8.15) Valores normalizados para 0°, da energia depositada e dos coeficientes de conversão para a qualidade de radiação S-Co.

Os gráficos mostram que, com esta optimização, a dependência angular diminui com o aumento da energia, ou seja, a energia depositada para uma dada qualidade de radiação aproxima-se da curva dos coeficientes de conversão com o aumento da energia de radiação. Assim, é de esperar que os factores de correcção para os diferentes ângulos de uma dada qualidade de radiação, com o aumento da energia da radiação, sejam cada vez mais próximos do valor do factor de correcção para 0°.

Comentários Finais

Três câmaras de ionização, que medem o equivalente de dose individual a 10 mm de profundidade, $H_p(10)$, foram estudadas, com o objectivo de compará-las e otimizar uma câmara de ionização existente no LMRI.

Primeiramente, investigaram-se os diversos componentes que influenciam a forma como a energia é depositada no volume sensível da câmara de ionização através do código de simulação por Monte Carlo MCNPX. A simulação mostrou que determinados componentes da câmara afectam mais a energia depositada do que outros e que essas influências podem ocorrer num determinado intervalo de energias. Quando se reduz as dimensões da câmara de ionização, a energia depositada decresce em todas as energias, contudo esse decréscimo é maior para as energias mais elevadas de raios-X, como foi possível comprovar. Com o intuito de analisar a variação da energia depositada, foi estudada não só a variação da energia depositada em função das suas dimensões exteriores da câmara de ionização mas também a influência da placa frontal de PMMA na energia depositada, influência da placa de alumínio, raio do volume sensível e raio do eléctrodo de guarda na energia depositada, bem como a influência dos cilindros frontais, placa de cobre e variação da sua espessura e ainda a alteração da energia depositada com a variação do raio do volume sensível na presença de uma placa de cobre. Estes estudos proporcionaram um melhor conhecimento do funcionamento deste tipo de câmaras de ionização bem como a análise dos processos físicos envolvidos.

Posteriormente, foram construídas duas câmaras de ionização de modo a comparar a sua resposta com a câmara já existente. Estas câmaras foram desenvolvidas a partir da câmara existente, tendo em consideração que as alterações efectuadas foram simuladas através do código MCNPX. Antes de se realizar testes experimentais com estas duas novas câmaras, foi necessário proceder-se à sua construção. A sua resposta foi investigada para as qualidades de radiação de raios-X da série estreita descritas na norma ISO 4037-1, N-30, N-40, N-60, N-80, N-100 e N-120 e ainda para as radiações de ^{137}Cs e ^{60}Co .

Para estudar a resposta das câmaras de ionização construídas, foi necessário determinar o potencial de funcionamento destas, estudo da reprodutibilidade da sua resposta e ainda estudo da dependência da resposta eléctrica com o ângulo de incidência da radiação. Foram ainda calculados os coeficientes de calibração para N-60 e os factores de correcção ao coeficiente de calibração para N-60. Compararam-se os resultados experimentais para as três

câmaras e ainda estes com os resultados de simulação, dado que existe uma proporcionalidade entre a energia depositada e a carga eléctrica. No que diz respeito à primeira câmara construída, câmara $H_p(10)_1$, esta apresentou alguma instabilidade para as energias mais baixas, o que se deveu ao facto de o débito de dose nessas energias ser baixo. Os factores de correcção ao coeficiente de calibração foram ao encontro ao que era previsto. Comparou-se a resposta da câmara $H_p(10)_1$ com a câmara $H_p(10)_0$ e verificou-se que ambas apresentavam dependências energéticas e angulares semelhantes. Em algumas qualidades de radiação e ângulos de incidência, os resultados práticos afastaram-se ligeiramente do esperado devido à dificuldade em estabilizar a câmara durante as medidas eléctricas. No que diz respeito à câmara $H_p(10)_2$, as alterações introduzidas fizeram com que a dependência energética aumentasse, dado que os factores de correcção para as energias mais baixas aumentaram e os factores de correcção para as energias mais elevadas diminuíram.

Por fim, procedeu-se à caracterização de uma câmara optimizada, tendo como objectivo a optimização da resposta de uma câmara de ionização relativamente às suas dimensões exteriores, dependência energética e angular. Para isto, foi utilizada a experiência obtida durante a experimentação bem como os resultados de simulação de forma a contornar os limites da simulação e a impossibilidade prática de estimar o número de partículas que chegam ao volume sensível no caso dos raios-X. Verificou-se que é impossível obter uma câmara de ionização totalmente independente da energia e ângulo de incidência, contudo é possível optimizar uma câmara de ionização para um determinado intervalo de energias, de acordo com a futura utilização da câmara. Esta optimização relativamente à dependência energética torna-se importante de modo a tornar a resposta da câmara independente de pequenas diferenças espectrais existentes nos diferentes laboratórios de metrologia.

Referências Bibliográficas

- [Anker05] Ankerhold, U., *Optimisation of a secondary standard chamber for the measurement of the ambient dose equivalent, $H^*(10)$, for low photon energies*, Radiat. Prot. Dosim., 118(1) (2006).
- [Anker99] Ankerhold, U., Behrens, R, Ambrosi, P, *A prototype ionization chamber as a secondary standard for the measurement of personal dose equivalent, $HP(10)$, on a slab phantom*, Radiat. Prot. Dosim., 86(3) (1999).
- [ATT86] F. H. Attix, "Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry", Wiley, New York, 1986.
- [Bar04] Barbosa, Adérito Chaves, Monte Carlo simulation applied to dosimetry of narrow high – energy photon beams used in radiosurgery; 2004
- [Bri93] Briesmeister, J.F., MCNPTM A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Los Alamos National Laboratory, 1993
- [Car07] Cardoso, J., Carvalho, A.F., Oliveira, C., *Simulation Studies on a Prototype Ionisation Chamber for Measurement of Personal Dose Equivalent, $Hp(10)$* . Radiation Protection Dosimetry. 125, 175-179 n° 1-4. (2007).
- [Hub99] Berger, M. J.; Hubbell, J. H., Seltzer, S. M., Coursey, J. S., Zucker, D. S.; XCOM: Photon Cross Sections Database – Nist Standard Reference Database 8 (XGAM); National Institute of Standards and Technology, 1999;
- [HØ79] Hubbell, J. H.; Øverbø, I.; Relativistic atomic form factors and photon coherent scattering cross sections; J. Phys. Chem, 1979.
- [ICRU44] ICRU, International Commission on Radiation Units and Measurements, *Tissue Substitutes in Radiation Dosimetry and Measurements*, ICRU Report 44, ICRU, Bethesda, MD (1989).
- [ICRU51] ICRU Report 51; Quantities and units in radiation protection dosimetry; 1995
- [ICRU60] ICRU, International Commission on Radiation Units and Measurements, *Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation*, ICRU Report 60, ICRU, Bethesda, MD (1998).
- [ICRP60] International Commission on Radiological Protection, *Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*, ICRP Publication 60, Annals of ICRP, vol. 21, Elsevier (1991).

- [ICRP74] ICRP Publication 74; Annals of the ICRP – Conversion coefficients for use in radiological protection against external radiation; Pergamon; 1996
- [ICRP103] Valentin, J.; The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection; Publication 103; Elsevier; 2007
- [ISO4037-1] ISO International Organization for Standardization. “*X and gamma reference radiation for calibrating dosimeters and dose rate meters and for determining their response as a function of photon energy – Part 1: Radiation characteristics and production methods*” ISO International Standard 4037 – 1, ISO, Geneva (1996).
- [ISO4037-2] ISO International Organization for Standardization, “*X and gamma reference radiation for calibrating dosimeters and dose rate meters and for determining their response as a function of photon energy – Part 2: Dosimetry for radiation protection over the energy ranges 8 keV to 1,3 MeV and 4 MeV to 9 MeV*”, ISO International Standard 4037 – 2, ISO, Geneva (1997).
- [ISO4037-3] ISO International Organization for Standardization, “*X and gamma reference radiation for calibrating dosimeters and dose rate meters and for determining their response as a function of photon energy – Part 3: Calibration of area and personal dosimeters and the measurement of their response as a function of energy and angle of incidence*”, ISO International Standard 4037 – 3, ISO, Geneva (1999).
- [JC2004] Cardoso, João; Construção e Desenvolvimento de uma câmara de ionização para medida directa da grandeza equivalente de dose individual, a 10 mm de profundidade, $H_p(10)$; Lisboa, 2004.
- [Kei98] Keithley Instruments, *Low Level Measurements, Precision DC Current, Voltage and Resistance Measurements*, 5ª Ed., Keithley, Cleveland, (1998).
- [Kra88] Krane, Kenneth S.; *Introductory Nuclear Physics*; Oregon State University; John Wiley & Sons; 1988.
- [LF07] Freire, Luís; *Evaluation of Thermoluminescence Dosimeters for extremity Monitoring*; Lisboa, 2007
- [Smi00] Smith, F. A.; *A primer in applied radiations physics*; world scientific; 2000
- [WUM] Muller, Wolfgang – Ulrich; *Effects on tissue and Organs (including hereditary and prenatal effects)*; Germany
- [WWW01] <http://www.nist.gov/index.html>
- [WWW02] <http://www.ptb.de/>

Anexo 1 - Desvios padrão experimentais

Câmara $H_p(10)_1$:

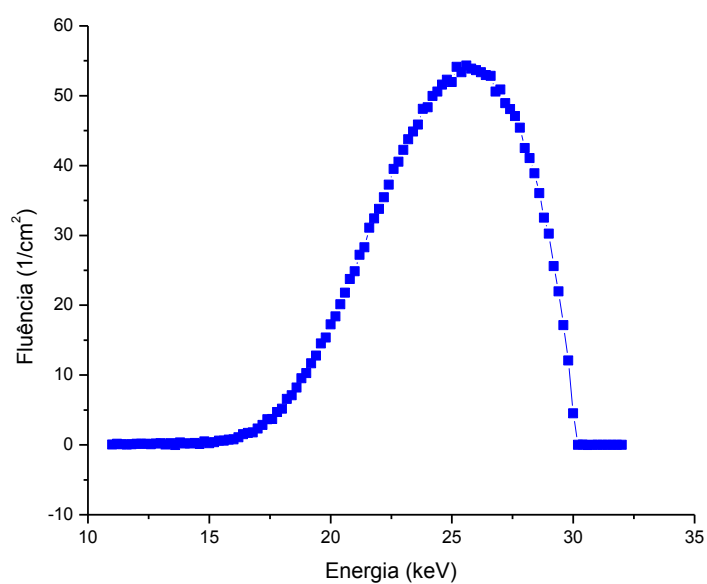
Qualidade de radiação	Energia Média (keV)	Medidas eléctricas da câmara (C/u.m.)			
		0°	45°	60°	75°
N-30	24	5,58E-11	4,34E-11	2,76E-11	1,11E-11
		±0,17E-12	±1,05E-12	±1,11E-12	±2,19E-12
N-40	33	6,09E-11	5,87E-11	4,60E-11	2,70E-11
		±0,42E-12	±0,87E-12	±1,70E-12	±0,74E-12
N-60	48	9,33E-11	8,34E-11	7,00E-11	4,47E-11
		±0,26E-12	±0,86E-12	±1,92E-12	±1,48E-12
N-80	65	9,32E-11	8,56E-11	7,60E-11	5,36E-11
		±0,52E-12	±1,35E-12	±1,19E-12	±3,94E-12
N-100	83	7,45E-11	6,95E-11	5,61E-11	4,05E-11
		±1,15E-12	±0,78E-12	±4,05E-12	±2,00E-12
N-120	100	5,09E-11	4,63E-11	4,10E-11	2,76E-11
		±0,60E-12	±1,45E-12	±4,05E-12	±3,94E-12
S-Cs	661,6	Medidas eléctricas da câmara (C/min)			
		4,80E-10	4,72E-10	4,53E-10	3,92E-10
S-Co	1252,9	±3,83E-12	±5,14E-12	±3,84E-12	±6,66E-12
		9,38E-09	9,29E-09	9,08E-09	8,17E-09
		±24,94E-12	±37,21E-12	±36,14E-12	±34,99E-12

Câmara $H_p(10)_2$:

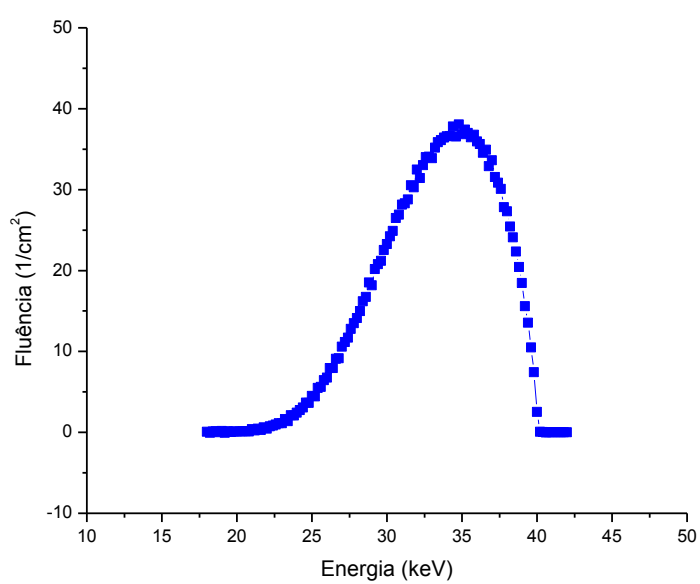
Qualidade de radiação	Energia Média (keV)	Medidas eléctricas da câmara (C/u.m.)			
		0°	45°	60°	75°
N-30	24	7,97E-11 ±0,74E-12	5,46E-11 ±3,18E-12	3,57E-11 ±2,04E-12	1,55E-11 ±0,73E-12
N-40	33	1,36E-10 ±1,35E-12	1,05E-10 ±2,00E-12	7,24E-11 ±4,04E-12	3,85E-11 ±0,95E-12
N-60	48	2,37E-10 ±1,13E-12	2,02E-10 ±2,32E-12	1,62E-10 ±3,21E-12	9,83E-11 ±2,83E-12
N-80	65	2,81E-10 ±1,13E-12	2,53E-10 ±2,67E-12	2,17E-10 ±4,03E-12	1,47E-10 ±5,44E-12
N-100	83	2,26E-10 ±1,04E-12	2,09E-10 ±2,42E-12	1,83E-10 ±4,25E-12	1,29E-10 ±5,28E-12
N-120	100	1,86E-10 ±0,60E-12	1,71E-10 ±0,89E-12	1,51E-10 ±2,32E-12	1,09E-10 ±5,21E-12
Medidas eléctricas da câmara (C/min)					
S-Cs	661,6	1,47E-09 ±0,68E-12	1,46E-09 ±0,89E-12	1,41E-09 ±9,84E-12	1,22E-09 ±7,17E-12
S-Co	1252,9	2,93E-08 ±5,95E-12	2,92E-08 ±109,87E-12	2,86E-08 ±155,17E-12	2,56E-08 ±132,26E-12

Anexo 2 - Espectros de raios-X

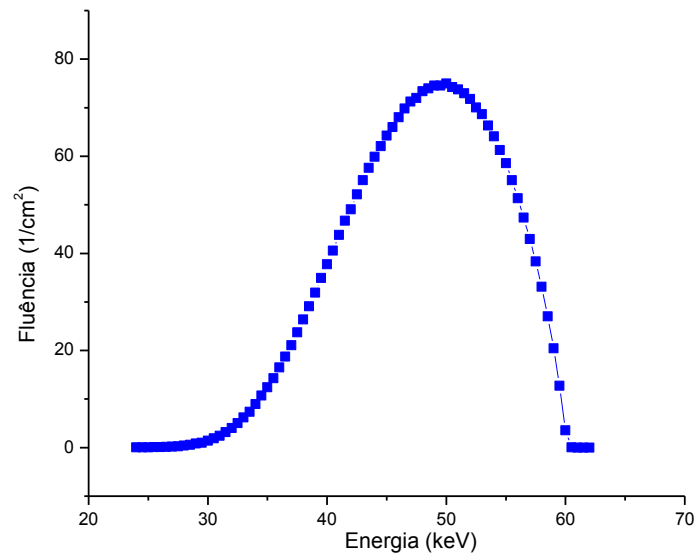
N-30:



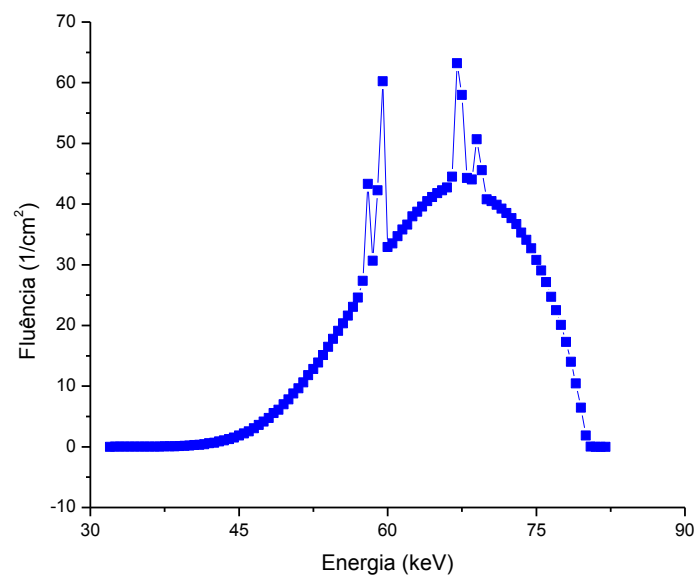
N-40:



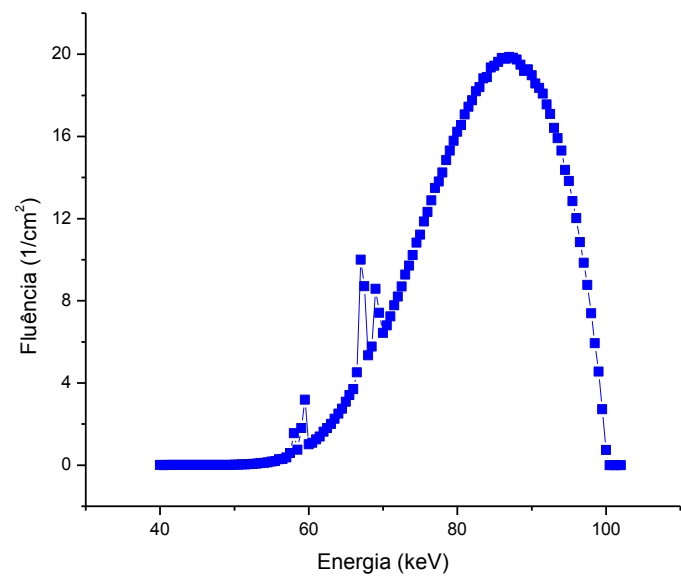
N-60:



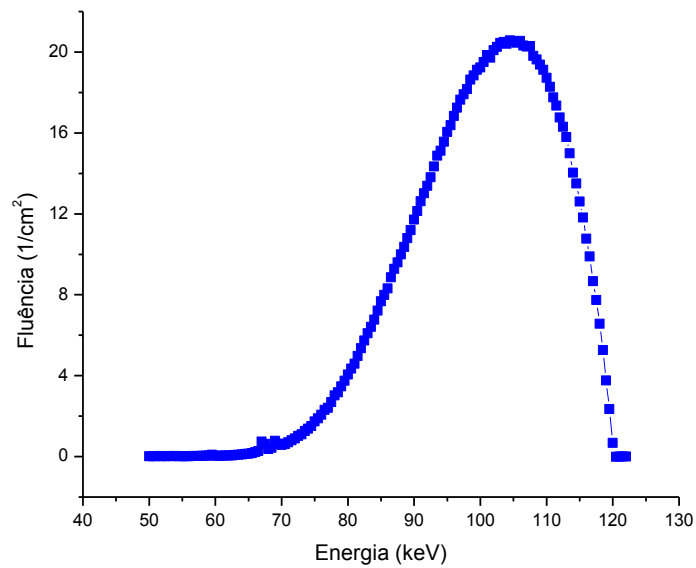
N-80:



N-100:



N-120:



Anexo 3 - Valores convencionados verdadeiros do equivalente de dose individual

Valores convencionados verdadeiros do equivalente de dose individual aquando da experiência para $H_p(10)_1$:

Qualidade de radiação	Distância (m)	Kerma no ar (mGy/u.m.)	Coeficientes de conversão $h_p(10; R, \alpha)$ (Sv/Gy)				Equivalente de dose individual $H_p(10)$ (mSv/u.m.)			
			0°	45°	60°	75°	0°	45°	60°	75°
N-30	2	0,298	0,79	0,65	0,49	0,23	0,235	0,194	0,146	0,069
N-40	2	0,284	1,17	1,02	0,85	0,50	0,332	0,290	0,241	0,142
N-60	2	0,312	1,65	1,47	1,27	0,84	0,515	0,459	0,396	0,262
N-80	2	0,265	1,88	1,71	1,50	1,05	0,498	0,453	0,398	0,278
N-100	2	0,204	1,88	1,73	1,53	1,11	0,384	0,353	0,312	0,226
N-120	2	0,164	1,81	1,68	1,51	1,10	0,297	0,278	0,248	0,180
		Kerma no ar (mGy/min)	Equivalente de dose individual $H_p(10)$ (mSv/min)							
S-Cs	2	1,430	1,21	1,22	1,19	1,05	1,730	1,745	1,702	1,502
S-Co	2	28,54	1,15	1,16	1,14	1,06	32,82	33,11	32,54	30,25

Valores convencionados verdadeiros do equivalente de dose individual aquando da experiência para $H_p(10)_2$:

Qualidade de radiação	Distância (m)	Kerma no ar (mGy/u.m.)	Coeficientes de conversão $h_p(10; R, \alpha)$ (Sv/Gy)				Equivalente de dose individual $H_p(10)$ (mSv/u.m.)			
			0°	45°	60°	75°	0°	45°	60°	75°
N-30	2	0,298	0,79	0,65	0,49	0,23	0,235	0,194	0,146	0,069
N-40	2	0,284	1,17	1,02	0,85	0,50	0,332	0,290	0,241	0,142
N-60	2	0,312	1,65	1,47	1,27	0,84	0,515	0,459	0,396	0,262
N-80	2	0,265	1,88	1,71	1,50	1,05	0,498	0,453	0,398	0,278
N-100	2	0,204	1,88	1,73	1,53	1,11	0,384	0,353	0,312	0,226
N-120	2	0,164	1,81	1,68	1,51	1,10	0,297	0,278	0,248	0,180
		Kerma no ar (mGy/min)	Equivalente de dose individual $H_p(10)$ (mSv/min)							
S-Cs	2	1,420	1,21	1,22	1,19	1,05	1,718	1,732	1,690	1,491
S-Co	2	28,05	1,15	1,16	1,14	1,06	32,26	32,54	31,98	29,73